ORSAY
n° d'ordre :
2642

THESE

Présentée

A L'UNIVERSITE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

Pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

Par

Marc ALTMANN

Sujet de la Thèse

ETUDE DU CONFINEMENT DES ELECTRONS DECOUPLES DANS LE TOKAMAK T.F.R.

Soutenue le 4 Novembre 1982 devant la Commission d'Examen

M. M. FITAIRE Président

MM. M. CHATELIER
B. GATTY
R. GRAVIER
G. MATTHIEUSSENT
A. SAMAIN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547318_0003

ORSAY
n° d'ordre:
2642

THESE

Présentée

A L'UNIVERSITE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

Pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

Par

Marc ALTMANN

Sujet de la Thèse

ETUDE DU CONFINEMENT DES ELECTRONS DECOUPLES DANS LE TOKAMAK T.F.R.

Soutenue le 4 Novembre 1982 devant la Commission d'Examen

M. M. FITAIRE Président

MM. M. CHATELIER
B. GATTY
R. GRAVIER
G. MATTHIEUSSENT
A. SAMAIN

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

A l'issue de ce travail, je tiens à témoigner ma reconnaissance à toutes les personnes qui, directement ou indirectement, m'ont assisté au cours de ces cinq années passées au Service du Confinement des Plasmas de FONTENAY-AUX-ROSES.

Mes remerciements vont tout particulièrement :

- à Monsieur M. CHATELIER, pour son aide efficace et sympathique tout au long de ce travail,

- à Messieurs A. SAMAIN et R. GRAVIER, pour les discussions qui ont joué un rôle déterminant dans la clarification des problèmes rencontrés,

- à Monsieur J. TACHON, pour m'avoir accueilli dans son Service et mis à ma disposition les moyens nécessaires à la réalisation du travail,

- à Monsieur C. DIOP du S.E.R.M.A., pour avoir gracieusement mis à ma disposition, ses codes numériques de transport d'électrons dans la matière,

- à Mademoiselle L. DUBAIL et Monsieur L. LOUPPE, pour leur soutien technique,

- à Monsieur BONNEL et à l'équipe technique T.F.R., tout particulièrement Messieurs MAURICE et MOUNE, pour la réalisation et la mise au point du pneumatique,

- à l'équipe Informatique et, en particulier, Madame J. BRETON et Messieurs ROUX, TRARIEUX et PROUILHAC, pour leur aide et leur patience devant les problèmes rencontrés,

- à toute l'équipe T.F.R. et, en particulier, Messieurs D. MARTY, M. FOIS et P. DESCHAMPS, pour leur soutien spirituel,

- au COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE.

" On s'demande si ça souffre ou si ça jouit ..."

PAULETTE (devant le Tokamak).

ETUDE DU CONFINEMENT DES ELECTRONS DECOUPLES SUR T.F.R.

PREMIERE PARTIE

INTRODUCTION :

CHAPITRE I : GENERALITE SUR LA FUSION

CHAPITRE II : CONFINEMENT DANS UN TOKAMAK

A) Le confinement des particules

a - Configuration magnétique idéale

a.1) Champs toroïdal et poloïdal
a.2) Facteur de sécurité
a.3) Trajectoire des particules

b - Structure magnétique réelle

b.1) Miroirs locaux
b.2) Ilôts magnétiques
b.3) Ergodicité et stochasticité

c - Diffusion des particules

c.1) Microturbulence
c.2) effet des collisions

d - Temps de vie de l'énergie

B) Le tokamak de FONTENAY-AUX-ROSES (T.F.R.)

a - La machine

b - Les caractéristiques électriques

b.1) Le courant plasma
b.2) La tension par tour

c - Les caractéristiques générales

c.1) Implantation générale
c.2) Densité électronique
c.3) Température électronique
c.4) Rayonnement X-dur
c.5) Photoneutrons

CAPITRE III : LES ELECTRONS DECOUPLES (E.D.)

A) Notion d'électron découplé

B) Théorie classique

a - Champ critique

b - Energie critique

c - Taux de création

c.1) Taux de création local
c.2) Taux de création dans une décharge Tokamak
c.3) Profil radial du taux de création sur TFR

C) Trajectoire des E.D. dans la configuration tokamak - Confinement classique

a - Accélération des E.D.

b - Décentrement de l'orbite du centre guide

c - Invariant adiabatique poloïdal

d - Comportement des E.D. initialement au voisinage de l'axe magnétique

e - Rotation Larmor

D) Diffusion turbulente des E.D.

E) Temps de vie classique et turbulent des E.D.

a - Temps de vie classique τ_c

b - Temps de vie turbulent $\tau_{E.D.}$

c - Comparaison des deux description

F) Energie limite

G) Impact sur le diaphragme

CHAPITRE IV : PHENOMENES LIES AUX ELECTRONS DECOUPLES

A) Interaction des E.D. avec le plasma

a.1) Ionisation et bremsstrahlung
a.2) Rayonnement synchrotron

B) Interaction des E.D. avec les parois

a - Interaction avec le diaphragme

a.1) Erosion du diaphragme
a.2) Transport des E.D. dans le diaphragme

- pertes énergétiques
- déviation de l'électron
- bremsstrahlung

a.3) Transport des photons de bremsstrahlung

- atténuation
- photodissociation
- photoneutrons
- activation

b - Interaction avec les autres structures

b.1) Electrons circulants
b.2) Electrons piégés

CHAPITRE V : LES ELECTRONS DECOUPLES DANS LA LITERATURE

a - Catalogue d'observations faites sur les E.D.

DEUXIEME PARTIE

CHAPITRE VI : ESQUISSE DE L'ETUDE DES ELECTRONS DECOUPLES

CHAPITRE VII : LA MESURE DE L'ACTIVATION CHOC A CHOC

a - Le principe

b - Les échantillons

b.1) Critères de choix
b.2) Les caractéristiques des échantillons utilisés

c - La cible

c.1) La cible A
c.2) La cible B

d - Le système de transport des échantillons

d.1) Les exigences
d.2) Le pneumatique
d.3) La navette
d.4) La logique de commande

e - Le spectromètre Gamma

e.1) Implantation
e.2) Etalonnage
e.3) Electronique de comptage
e.4) Comportement en présence de radiations parasites

ANNEXE VII.1 : Autopsie d'un diaphragme

CHAPITRE VIII : LE FORMALISME MATHEMATIQUE

a - Notations

b - Le nombre de radionucléides formés

c - Le spectre Gamma

CHAPITRE IX : LES CODES NUMERIQUES

a - Exigences

b - ELEDEC : Calcul du spectre des E.D.

c - ELEGAM : Calcul du spectre de Bremsstrahlung

d - ECHACT : Calcul de l'activation dans l'échantillon

d.1) Adaptation du chapitre VIII au calcul numérique
d.2) Critères de comparaison des activités calculée et mesurée

e - VOLIRA : Géométrie d'irradiation

f - Implantation et utilisation

g - IMPACT : Simulation du modèle classique de dérive

CHAPITRE X : RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

A) Distribution de l'activation derrière la cible

a - Résultats expérimentaux

b - Détermination de la zone d'impact et de l'angle d'incidence

b.1) Incidence au point le plus avancé
b.2) Distribution radiale d'impact $\sim \exp(-r/3.2\ cm)$

c - Conclusions

B) Distribution radiale des E.D. dans l'ombre du diaphragme

a - Résultats expérimentaux sur l'activation

a.1) Monopente
a.2) Bipente
a.3) Résumé

b - Discussion

b.1) Création / accélération des E.D.
b.2) Confinement des E.D.

1) Modèles de transport radial

- Modèle classique (C)
- Modèle non classique (NC)
- Modèle turbulent (T)

c - Conclusions

C) Modelage du taux de création

a - Résultats expérimentaux

a.1) Reproductibilité des décharges
a.2) Décharges à taux de production d'E.D. différent

b - Discussion

c - Electrons découplés créés au début de la décharge

d - Conclusions

D) Retraits de l'échantillon en cours de décharge

a - Résultats des mesures d'activation en fonction du temps

a.1) Mesures à B_T = 40 kG
a.2) Mesures à B_T = 30 kG

b - Discussion

c - Etude des photoneutrons à 30 kG

d - Spectre des électrons découplés

e - Conclusions

E) Lien avec la turbulence

CHAPITRE XI : CONCLUSIONS

ANNEXE X-1 : Rayonnements parasites

a - Bremsstrahlung rétrodiffusé du diaphragme

b - Bremsstrahlung du plasma

ANNEXE X-2 . Remarques sur le calcul de l'activité induite par une distribution radiale d'électrons incidents sur la cible B.

ANNEXE X-3 : Photoneutrons et modes MHD

ANNEXE X- 4 : Détermination de τ_{ED} en valeur absolue par la méthode de spectrométrie par activation

a - Rappel de la méthode de spectrométrie par activation

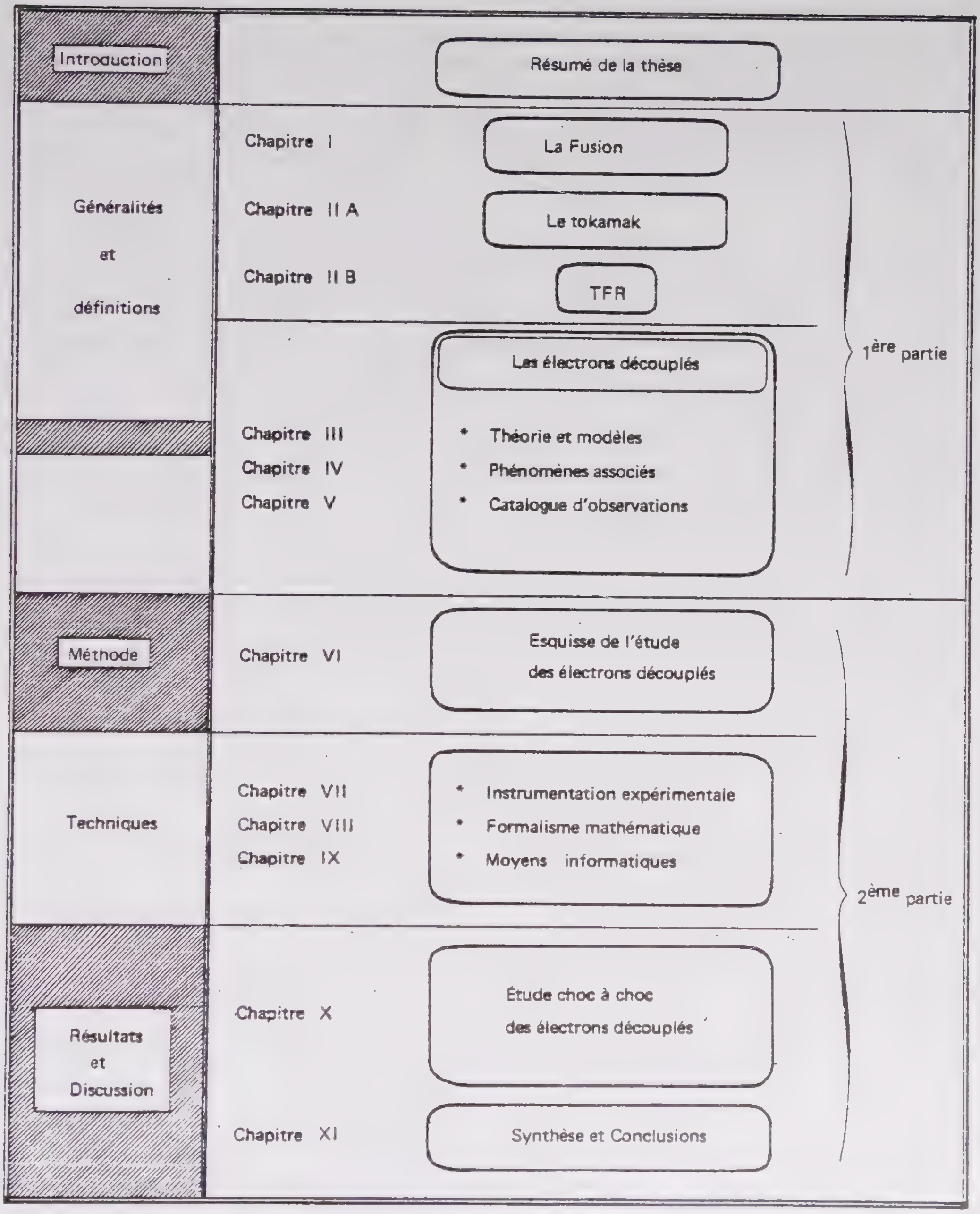
a.1) Paramètres intervenant dans la détermination de τ_{ED}

a.2) Domaines de variation des paramètres

b - Détermination de τ_{ED} en valeur absolue

b.1) Cas général

b.2) Cas particulier : détermination précise de τ_{ED}



<u>*Diagramme 1*</u> · *Table des matières schématique. Les parties hachurées indiquent les chapitres dont la lecture est indispensable à la compréhension de la thèse.*

INTRODUCTION

Un tokamak est une machine à chambre toroïdale, destinée à l'étude de la fusion thermonucléaire par confinement magnétique. Un gaz ionisé ou plasma y est créé, confiné et chauffé par un intense courant toroïdal ; il est maintenu hors de contact des parois de l'enceinte à vide à l'aide de champs magnétiques tels que les surfaces engendrées forment en principe une structure de tores emboîtés.

Les électrons du plasma sont soumis à une force d'accélération de la part du champ électrique créant le courant et à une force antagoniste due aux collisions avec les particules (ions et électrons) du plasma.

Pour la plus grande partie des électrons cette dernière domine et il en résulte une distribution de vitesses Maxwellienne autour d'une vitesse moyenne d'entraînement (courant). Ces électrons sont appelés électrons thermiques (E.T.). Une fraction des électrons parvient néanmoins à atteindre une vitesse au-delà de laquelle la friction ne parvient plus à équilibrer l'effet du champ électrique. Ces électrons deviennent uniformément accélérés et peuvent atteindre une énergie allant jusqu'à 50 MeV. Ce sont des électrons découplés (E.D.).

De nombreuses études sur les tokamaks, ont montré qu'il existe une turbulence de type électrique et/ou magnétique qui modifie la diffusion des particules. En l'absence de turbulence cette diffusion est régie par les collisions, et touche principalement les E.T., puisque par définition les E.D. ne sentent plus l'effet des collisions. Ces derniers sont donc particulièrement adaptés à l'utilisation en tant que sonde de mesure de l'effet de la turbulence sur la diffusion des électrons. On verra en effet que la distribution énergétique des électrons découplés dépend de la turbulence et permet donc de déterminer l'importance relative des composantes électrique et magnétique de celle-ci. Ce point est important car dans les tokamaks futurs, il est nécessaire, pour des raisons économiques, d'augmenter la valeur du rapport de la pression cinétique des particules à la pression magnétique. Cette augmentation allant théoriquement de pair avec une augmentation de la turbulence magnétique, il est important d'essayer d'en déterminer expérimentalement la conséquence sur la diffusion des particules thermiques et sur leur temps de vie. Le présent travail est une étude expérimentale du confinement des électrons découplés, dans le but de caractériser la nature de la turbulence qui affecte le confinement du plasma dans les tokamaks.

Le travail se scinde en trois volets :

- Mise au point d'un nouveau diagnostic des E.D. : la spectrométrie par activation résolue dans le temps.
- Développement de méthodes d'interprétation des résultats et des moyens informatiques correspondants.
- Mesures et discussion des résultats.

La spéctrométrie par activation permet une mesure résolue simultanément en énergie et en temps, de la distribution des E.D. déconfinés (c'est-à-dire qui quittent le plasma et entrent en collision avec le diaphragme limitant le plasma). Les résultats expérimentaux ainsi obtenus ont permis de caractériser les processus de déconfinement, le temps de confinement correspondant, et le spectre des E.D.

Le principe de la spéctrométrie par activation est le suivant. Lorsqu'un électron de haute énergie ($\geqslant$ 2 MeV) entre en collision avec de la matière dense limitant le plasma (cible épaisse de Nickel par exemple) il est freiné et perd son énergie par ionisation et Bremsstrahlung. La partie du rayonnement de Bremsstrahlung d'énergie supérieure à 2 MeV induit de l'activation dans toute matière placée à proximité de la zone d'impact de l'électron. L'activation est produite essentiellement par des réactions photonucléaires de type (γ,γ'), (γ,n), $(\gamma,2n)$ oü (γ,p) qui n'ont lieu qu'au-dessus d'une certaine énergie (différente pour chaque réaction) ce qui permet une analyse spectrale du rayonnement.

Le dispositif expérimental est constitué d'une cible épaisse mobile dans laquelle les E.D. produisent du Bremsstrahlung, et d'un échantillon placé de façon à être irradié par ce rayonnement. L'échantillon est composé d'un mélange d'éléments sur lesquels peuvent avoir lieu des réactions nucléaires de seuils différents et dont les produits sont émetteurs gamma. Un système de transport pneumatique de l'échantillon permet de le transférer sur un spéctromètre gamma (Ge (Li)) où est déterminée en différé, l'activité des radionuclides créés à chaque décharge. L'échantillon peut-être retiré hors de la zone d'irradiation à un instant quelconque de la décharge.

Ainsi la résolution en énergie de la fonction de distribution des E.D. est possible grâce aux différents seuils de réaction nucléaire, et la résolution temporelle grâce aux retraits d'échantillons en cours de décharge.

L'études des E.D. dans ce travail repose en fait sur deux mesures :

- L'évolution temporelle de l'émission de photoneutrons (réactions (γ,n) dues à l'impact des E.D. sur le diaphragme)

- La spectrométrie par activation.

L'exposé du travail est structuré comme l'indique le diagramme 0. On a indiqué avec des hachures les chapitres qu'il est indispensable de lire. Les autres chapitres sont à lire en fonction de l'intérêt que le lecteur peut manifester sur certaines parties du sujet :

- Dans les chapitres I et II on rappelle ce qu'est la fusion thermonucléaire et ce qu'est un tokamak. On rappelle ensuite différentes notions communes aux tokamaks importantes pour la compréhension des électrons découplés mais qui ne les concernent pas exclusivement. On termine par les notions particulières au tokamak TFR

- Dans les chapitres III, IV et V on s'intéresse spécifiquement aux électrons découplés. Le chapitre III contient tous les éléments théoriques dont on se sert pour interpréter les mesures et qui sont liés à la formation, l'accélération, la trajectoire et le confinement des électrons découplés. Le chapitre IV est une description rapide de tous les phénomènes liés à la présence d'électrons découplés dans un tokamak, et de l'utilisation expérimentale qu'on peut en faire. Le chapitre V est un catalogue des différentes observations faites à propos des électrons découplés sur les tokamaks existant dans le monde. La lecture des chapitres IV et V n'est pas impérative pour la compréhension des résultats de la thèse.

- Le chapitre VI contient l'esquisse de l'étude des E.D. telle qu'elle est menée dans ce travail. Sa lecture est indispensable à la compréhension de la thèse.

- Les chapitres VII, VIII et IX sont des chapitres très techniques et peuvent être délaissés dans une première lecture. Dans le chapitre VII on décrit en détail l'instrumentation utilisée pour la spectrométrie par activation résolue dans le temps. Dans le chapitre VIII est décrit le formalisme mathématique utilisé pour en dépouiller les résultats. Enfin le chapitre IX donne des précisions sur les moyens informatiques utilisés pour la mise en oeuvre de ce formalisme.

- Le chapitre X est le coeur de la thèse. C'est l'exposé et la discussion de toutes expériences appliquant la spectrométrie par activation résolue dans le temps, à l'étude des électrons découplés. Les grandes lignes en sont tracées dans le chapitre VI et les conclusions données au chapitre XI.

CHAPITRE I - Généralités sur la fusion contrôlée :

La fusion thermonucléaire est le processus au cours duquel deux noyaux atomiques s'unissent pour former un noyau unique. Pour que cette fusion se produise, il faut des conditions extrêmes qui sont couramment réunies dans l'univers mais qui sur terre ne peuvent être créées qu'en Laboratoire. Il s'agit en effet de rapprocher les deux noyaux de façon à ce que les forces d'attraction nucléaires, qui sont à courte portée, surmontent la répulsion coulombienne qui est à longue portée. En réalité, elles n'y parviennent, que si l'énergie cinétique des noyaux est suffisamment élevée. Une réaction de fusion peut libérer une quantité énorme d'énergie comme le montre la figure 1.1 où l'énergie de liaison des nucléons est portée en fonction de la masse atomique du noyau. Il apparait clairement que les réactions les plus énergétiques sont celles où des noyaux légers fusionnent et que la quantité d'énergie libérée par nucléons peut-être bien plus importante que dans le cas de la fission d'un noyau lourd.

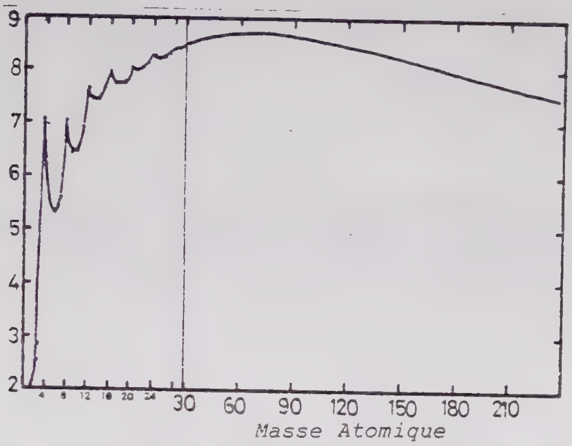


Figure 1.1 : Energie de liaison des nucléons en fonction de la masse atomique du noyau.[16]

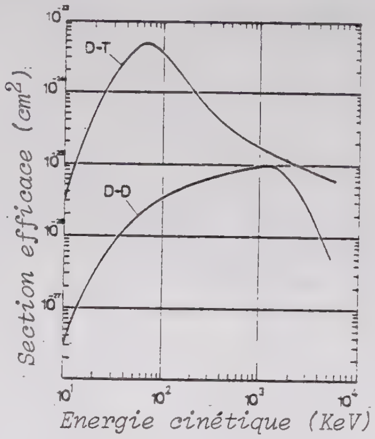


Figure 1.2 : Sections efficace des réactions D-T et D-D, en fonction de l'énergie cinétique moyenne des noyaux [17].

Les réactions qui nécessitent les conditions les moins extrêmes sont dans l'ordre :

$$D + T \longrightarrow {}^{4}He\ (3.52\ MeV) + n\ (14.06\ MeV) \quad (1)$$
$$D + D \longrightarrow T\ (1.01\ MeV) + p\ (3.03\ MeV) \quad (2)$$
$$D + D \longrightarrow {}^{3}He\ (0.82\ MeV) + n\ (2.45\ MeV) \quad (3)$$
$$D + {}^{3}He \longrightarrow {}^{4}He\ (3.67\ MeV) + p\ (14.7\ MeV) \quad (4)$$

L'énergie est libérée sous forme d'énergie cinétique de particules.

Les sections efficaces des réactions (1) et (2) + (3) (figure 1.2) montrent clairement qu'il est beaucoup plus facile de réaliser D-T que D-D et c'est dans cette voie que s'est engagée la recherche actuelle sur la fusion. Les raisons qui motivent cette recherche sont bien sûr, d'ordre économique. L'accélération de la consommation énergétique mondiale a fait apparaître le besoin d'une nouvelle forme de production d'énergie et la fusion thermonucléaire pourrait bien être la réponse au problème ; d'autant plus que l'application industrielle de la fission nucléaire a permis de prouver les possibilités de la domestication des réactions nucléaires. L'atout majeur de la fusion est que la matière première existe en abondance puisque le deutérium existe à l'état de DHO dans l'eau de mer à une concentration massique de 3 10^{-3} %.

Mais avant de pouvoir réaliser la réaction D-D il faut passer par D-T et donc dans un avenir proche il faudra du lithium en quantité importante car la seule manière de produire du tritium est de faire appel aux réactions

$${}^{6}Li + n \longrightarrow {}^{4}He + T + 4.78\ MeV \quad (5)$$
$$Li + n \longrightarrow {}^{4}He + T + n' + 2.47\ MeV \quad (6)$$

Le tableau 1.1. donne une estimation de l'énergie thermique annuelle disponible avec les ressources du lithium, sachant que la puissance thermique installée aujourd'hui est d'environ 4 TW_{th}. On voit qu'en englobant les ressources dans l'eau de mer les perspectives de production d'énergie à l'aide de la fusion sont illimitées.

	RESSOURCES TERRESTRES				
	Identifiées		non identifiées		EAU DE MER
	démontrées	possibles	hypothétiques	spéculatives	
ECONOMIQUE	4 à 8				
SUB. ECONOMIQUE		10 à 29	13 à 36	350 à 800	$.3$ à 1.210^6

Tableau 1.1 : Puissance thermique disponible (TW_{th}) en fonction des ressources de lithium prouvées et estimées [17]

L'entreprise est de taille ! Pour réaliser des conditions telles que les réactions de fusion libèrent une puissance supérieure aux pertes d'énergie thermique du milieu, il faut maintenir un mélange gazeux deutérium/tritium à une température T (J) et une densité $n(cm^{-3})$ pendant une durée $\tau_E(s)$ tels que le critère suivant (appelé critère de Lawson) soit vérifié

$$\frac{n\tau_E}{12T} \quad W \quad < \sigma(v)\ v > \quad \geq 1$$

où W est l'énergie produite par la réaction (J), $< \sigma(v).v >$ représente la moyenne du produit de la section efficace de la réaction par la vitesse relative des deux noyaux ($cm^3.s^{-1}$). Le temps τ_E est appelé temps de confinement de l'énergie.

Deux voies sont actuellement étudiées en vue de réaliser le critère de Lawson : d'une part en essayant d'augmenter considérablement la densité pendant des temps relativement courts, d'autre part en augmentant τ_E avec des densités moyennes. La première solution est la fusion par confinement inertiel, la seconde, la fusion par confinement magnétique. Le confinement inertiel consiste à comprimer une sphère d'environ 1 mm de diamètre contenant le carburant (D+T) en tirant dessus avec des lasers ou des faisceaux d'électrons de très haute puissance. La durée de la compression est inférieure à la nanoseconde. Le confinement magnétique consiste à chauffer un mélange gazeux D-T à l'intérieur d'une enceinte, en le maintenant éloigné des parois à l'aide de champs magnétiques. La façon dont on s'y prend pour créer cette configuration magnétique détermine le type de machine utilisé. On distingue ainsi, les machines linéaires (Miroir, Pinch) et les machines toroïdales (Tokamak, Stellarator).

La figure 1.3. résume 25 ans de recherche sur la fusion contrôlée, et donne une extrapolation pour les prochaines années.

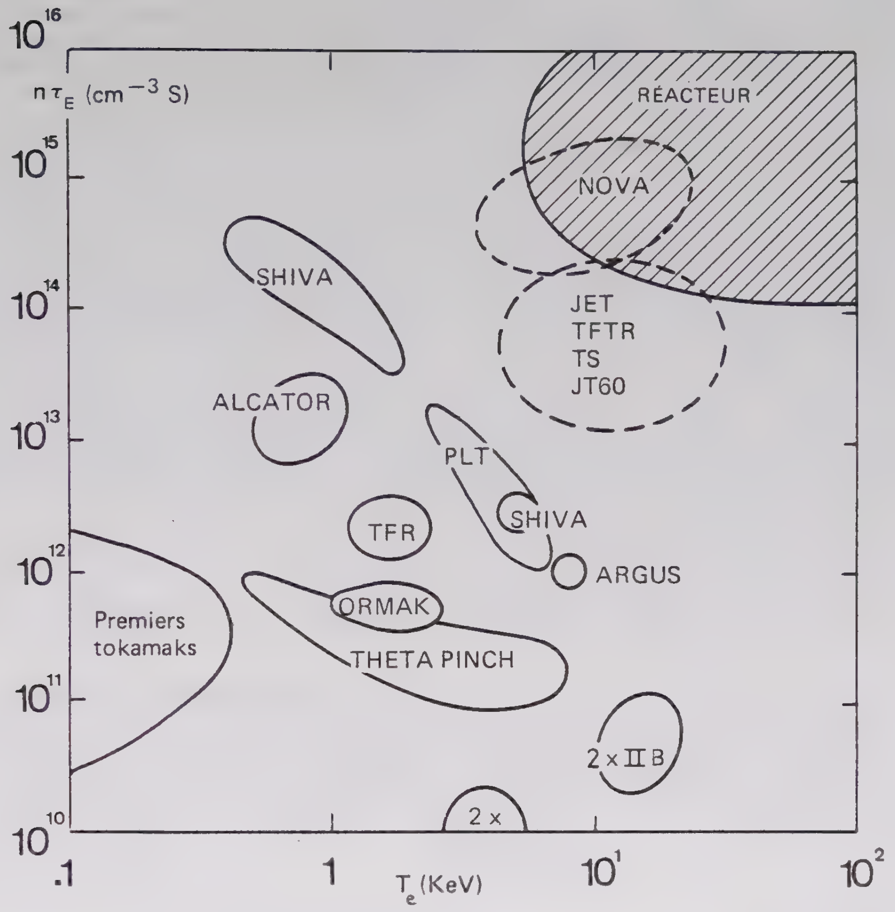


Figure 1.3 : *Valeur du produit* $n\tau_E$ *pour les principales machines à fusion.*

TOKAMAKS : TFR , PLT , ORMAK , ALCATOR , TS , TFTR , JET JT-60

MIROIRS : 2X , 2X II B

LASERS : ARGUS , SHIVA , NOVA

CHAPITRE II - CONFINEMENT DANS UN TOKAMAK

Comme cela a été évoqué dans l'introduction, la présente thèse est centrée sur l'étude du confinement des électrons découplés dans un tokamak. Ce confinement dépend essentiellement de la structure magnétique, et on se propose donc dans la première partie de ce chapitre, de la décrire, en passant progressivement de la structure idéale à la structure réelle(structure idéale + perturbations) et d'en étudier l'influence sur le confinement des électrons. A ce stade de l'exposé on ne distingue pas encore les électrons thermiques des électrons découplés ; ce sera l'objet du chapitre III.

On commence par définir une configuration magnétique idéale et les notions de champs toroïdal et poloïdal, de facteur de sécurité qui permettent de décrire les trajectoires types que suivent les particules dans un tokamak. On décrit ensuite la configuration réelle qui diffère de la précédente par la présence de perturbations diverses des lignes magnétiques. On enchainera sur le problème du confinement des particules en présence d'instabilités macroscopiques et microscopiques pour aboutir à la définition d'un temps de vie de l'énergie.

La seconde partie du chapitre traite d'aspects propres au tokamak de Fontenay-aux-roses. On y trouve, en particulier, une description des méthodes de mesure et du comportement typique des principaux paramètres qui seront utilisés dans l'étude du confinement des électrons découplés.

A) Le confinement des particules

a - Configuration magnétique idéale

Le tokamak est une machine dans laquelle le confinement d'un gaz ionisé (plasma) est réalisé par la combinaison d'un champ magnétique et d'un courant induit, tels que la configuration magnétique créée soit toroïdale. Une vue schématique des deux systèmes de bobines utilisées, est donnée sur la Figure 2.1.

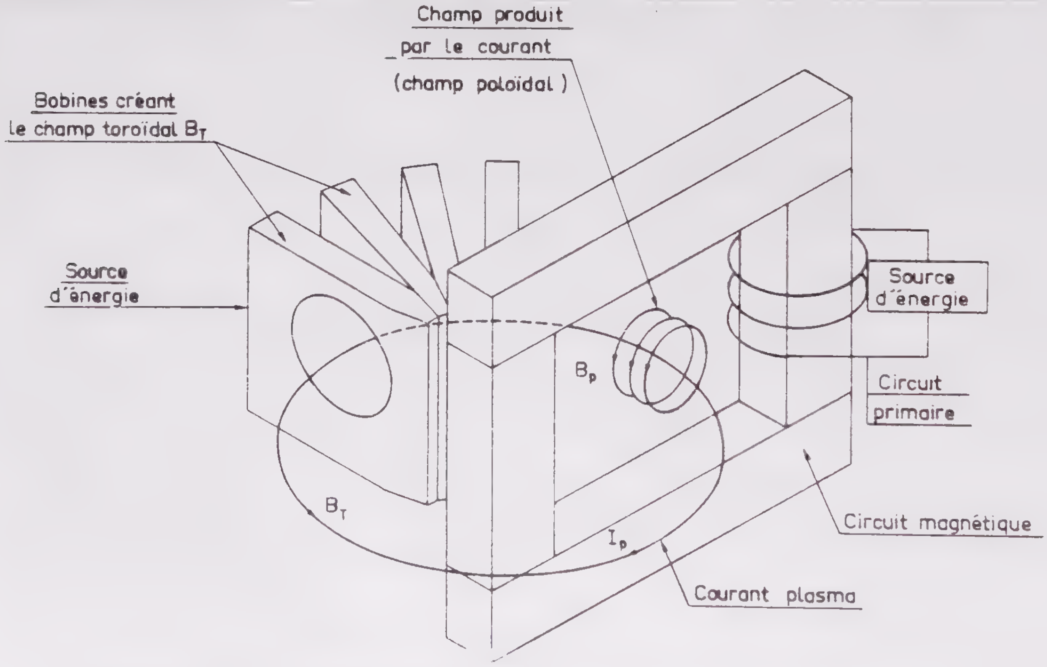


Figure 2.1 : Vue schématique de la configuration tokamak.

a-1) Champs magnétiques toroïdal et poloïdal

Une série de bobines encerclant une chambre toroïdale , y créent un champ magnétique toroïdal B_T , dont l'intensité est inversement proportionnelle au grand rayon R du tore :

$$B_T = \frac{B_0 R_0}{R} \tag{2-1}$$

B_0 et R_0 étant les valeurs prises sur l'axe magnétique.

Un courant parallèle au champ toroïdal est créé par induction à l'aide d'un bobinage jouant le rôle du primaire d'un transformateur dont le secondaire est le plasma à l'intérieur de la chambre. Ce courant circulant dans le plasma crée un champ magnétique poloïdal $B_p(r)$ qui s'écrit :

$$B_p(r) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I(r)}{r} \qquad [\text{MKSA}] \qquad (2\text{-}2)$$

I(r) étant le courant toroïdal circulant à l'intérieur du cercle de rayon r, petit rayon du tore.

La combinaison des champs toroïdal et poloïdal engendre des lignes de champs hélicoïdales situées sur des surfaces toriques emboitées, de mêmes axes. Le plasma, dont les particules chargées se déplacent le long de ces lignes de champs, se trouve donc confiné en un anneau, dont le petit diamètre est défini par un diaphragme (ou limiteur) qui est l'unique partie de la paroi qui soit en contact permanent avec le plasma. Ce diaphragme est formé de quatre patins (secteurs circulaires) ayant une extension poloïdale d'environ 10 cm. L'analyse des forces s'exerçant sur l'anneau du plasma, montre que le grand rayon de celui-ci a tendance à augmenter sous l'action combinée de la répulsion électrodynamique (loi de Lenz) de la pression cinétique et de la pression magnétique ($B_T \sim 1/R$). Pour compenser ces forces, il est nécessaire de créer un champ magnétique vertical B_v qui en se combinant au courant toroïdal exerce une force centripède sur le tore de plasma. Ce champ est petit devant B_p et B_T et sera la plupart du temps négligé dans les calculs que nous ferons.

a.2) Facteur de sécurité

La disposition des lignes de champ en hélices est caractérisée par le facteur de sécurité q, qui est le nombre de tours toroïdaux que fait une ligne pour un tour poloïdal en projection sur une section du tore (nombre de grands tours par petit tour) :

$$q = \oint \frac{B_T}{B_p} \frac{dl}{2\pi R} \qquad (2\text{-}3)$$

l'intégrale étant faite le long d'une ligne de champ. Pour des surfaces magnétiques à section poloïdale circulaire le facteur de sécurité s'écrit :

$$q = \frac{B_T}{B_p} \frac{r}{R} = \frac{5a^2 B_T}{R\, I_p} \qquad [\text{Gauss, cm, A}] \qquad (2\text{-}4)$$

Dans une décharge normale, q est minimal au centre du plasma et croît en fonction du rayon r à l'intérieur du plasma ; en dehors du tube de courant $q \sim r^2$.

a.3) Trajectoires des particules

En l'absence de collisions, le mouvement des particules chargées du plasma, sous l'action des champs éléctrique et magnétique, se décompose en trois composantes principales :

- un mouvement de rotation cyclotronique (rotation de Larmor) autour d'un centre guide, de fréquence ω_L.

$$\omega_L = q_p\, B/m \qquad (2\text{-}5)$$

où q_p et m sont la charge et la masse de la particule.

- un mouvement du centre guide le long d'une ligne de champ magnétique avec vitesse $v_{\parallel}$

- un mouvement de dérive du centre guide, perpendiculairement au champ magnétique et à son gradient, donc vers le haut ou vers le bas du tore selon le signe de q_p.

On peut distinguer deux familles de trajectoires de centre guide, selon la valeur du rapport $v_{\parallel o}/v_{\perp o}$ des composantes parallèle et perpendiculaire au champs magnétique sur l'axe, du vecteur vitesse de la particule. La première classe est celle des particules circulantes pour lesquelles $v_{\parallel o}/v_{\perp o} \gg 1$ et qui tournent toujours dans le même sens toroïdalement. La deuxième classe est celle des particules piégées qui vérifient la relation $v_{\parallel o}/v_{\perp o} < (2r/R)^{1/2}$. Ces particules suivent une trajectoire, qui en projection sur le plan méridien à la forme d'une "banane" (Figure 2.2 [19])

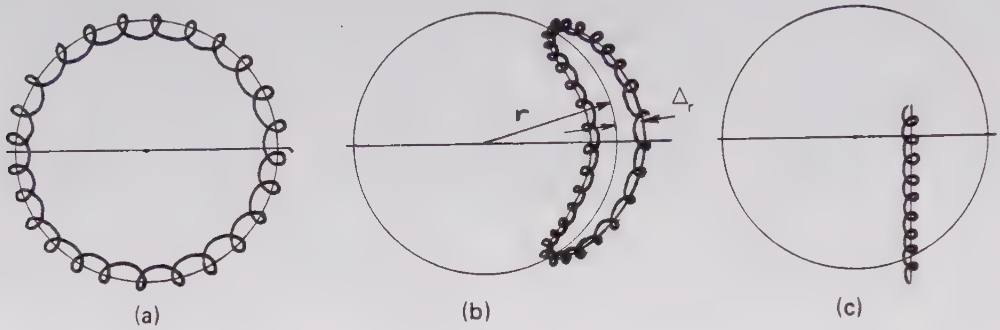


Figure 2.2 : Principales trajectoires de particules dans un tokomak (a) circulante,(b) banane ,(c) trappée

Remarquons que dans les deux cas, le champ poloïdal, fait qu'une particule se trouve alternativement en dessous et au dessous du tore ce qui transforme l'action déconfinante de la dérive verticale en un décentrement horizontal de la surface de précession du centre guide par rapport à l'axe magnétique. On verra au chapitre III que ce décentrement est proportionnel à l'énergie de la particule le long des lignes de champ. Par la suite on utilisera l'appellation "classique" pour la description des trajectoires que l'on vient de présenter.

b - Structure magnétique réelle

La configuration magnétique est en réalité assez différente de celle constituée par des surfaces magnétiques toriques concentriques, et cela pour deux raisons principales.

b.1) Miroirs locaux

En premier lieu, les espaces entre les bobines toroïdales sont source d'inhomogénéités dans les lignes de champ, et font que la structure magnétique à l'allure indiquée sur la figure 2.3.

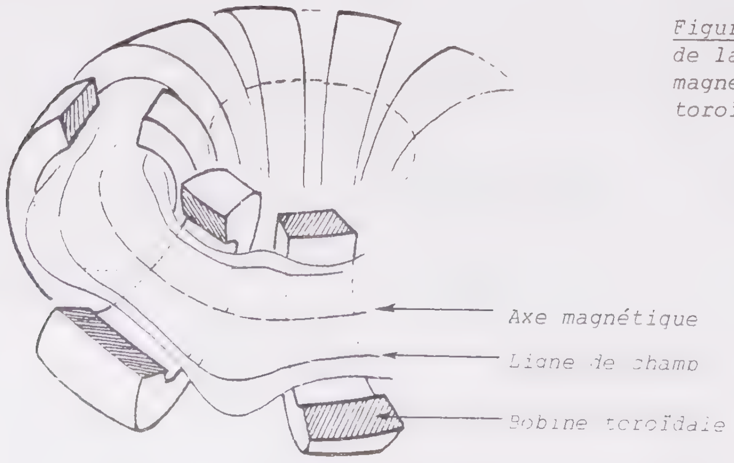


Figure 2.3 : Vue schématique de la déformation des surfaces magnétiques entre les bobines toroïdales.

Si $\Delta B/B$ est l'inhomogénéité du champ, les particules qui vérifient la relation $v_{/\!/ 0}/v_{\perp 0} < (\Delta B/B)^{1/2}$ restent localisées entre deux bobines, où elles ne sont plus soumises à l'effet confinant du champ poloïdal, mais à la dérive verticale seule, qui les déconfine (cf figure 2.2). On verra par la suite que le piégeage d'électrons découplés a été à l'origine d'un percement de la chambre à vide dans le tokamak TFR. [55].

b.2) Ilôts magnétiques

En second lieu, les perturbations magnétiques de seconde échelle liées au déplacement des particules chargées dans le plasma, peuvent modifier de façon importante la configuration des lignes de champs, avec l'apparition d'ilôts magnétiques. Ce phénomène peut être décrit, comme on le verra au paragraphe c-2), par une perturbation magnétique, observable par des sondes magnétiques placées au bord du plasma, du type :

$$\Delta B_r = B_r(r) \exp i(m\vartheta + n\varphi) \qquad (2.6)$$

où chaque couple de valeurs (m,n) définit une structure magnétique perturbée (ilôt) , résonante à un rayon r_{mn} tel que $q(r_{mn}) = m/n$. La figure 2.4 montre un exemple de perturbation magnétique m=3, n=1.

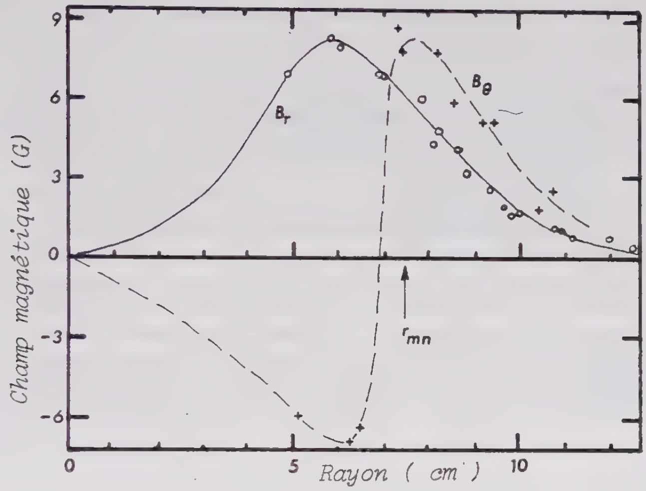


Figure 2.4 : Amplitude des composantes radiale et poloïdale d'une perturbation magnétique m=3, n=1. Le rayon r_{mn} indique le point où la perturbation est résonante [66].

Autour du rayon de résonance il se forme, du fait de la résistivité non nulle du plasma, une structure d'ilôt magnétique dont deux exemples sont montrés sur la figure 2.5 .Chaque ilôt est un ensemble de surfaces de flux coaxiales, dont l'axe tourne hélicoïdalement autour du tore avec une hélicité q= m/n. On remarque qu'une ligne de champ située sur la séparatrice d'un ilôt, peut passer indifféremment à l'intérieur où à l'extérieur, du fait de l'existence de points de croisement. En conséquence, une particule qui suit cette ligne, n'est plus confinée sur l'épaisseur de l'ilôt.

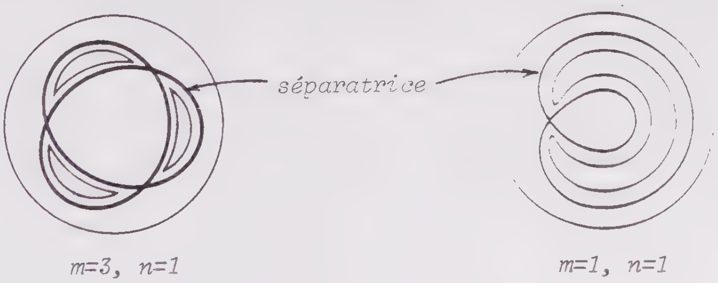


Figure 2.5 : Structure d'ilôts magnétiques projetées dans le plan médian. 20

Les perturbations magnétiques responsables des ilôts magnétiques correspondent à une instabilité du plasma dont le réservoir d'énergie est l'énergie magnétique du champ poloïdal: les ilôts magnétiques tendent à aplatir le profil radial du courant électrique et à diminuer ainsi le coefficient de self induction de la décharge. Ils ne peuvent en fait apparaître que pour des nombres d'onde m, n faibles , correspondant à un petit nombre de surfaces résonantes r_{mn}. Il est interessant de noter qu'il apparaît en permanence au bord du plasma, des ilôts (m=2, n=1)(sur la surface résonante où $q(r_{21})=2$) et (m=3, n=1) (sur la surface où $q(r_{31}=3$). La structure magnétique réelle au bord peut être très différente de la structure classique des tores emboités, et cela devrait logiquement entrainer des différences importantes sur le transport radial des particules et donc sur leur durée de con-

finement. Il faut néanmoins remarquer que sur la figure 2.5 la situation a été volontairement grossie pour la clarté du dessin et qu'en général, les surfaces magnétiques sont une alternance de tores emboités et d'ilôts comme le montre la figure 2.5bis dans un secteur de plasma en projection médiane.

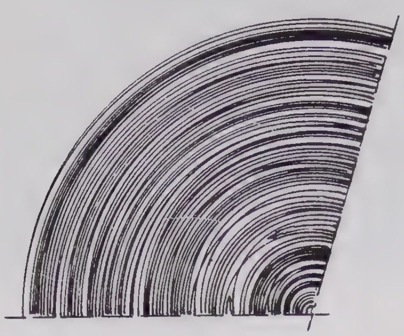


Figure 2.5 bis : Projection médiane d'un secteur de plasma montrant la structure magnéque fine.

On peut en conclure que la description avec tores emboités reste applicable en première approximation et qu'en l'absence de collisions, les particules restent confinées magnétiquement dans des nappes cylindriques, du fait qu'il n'y a pas communication entre les ilôts.

b-3) Ergodicité et stochasticité :

La structure magnétique précédente peut encore se détériorer par le fait que les lignes de champ peuvent devenir ergodiques et stochastiques. Cela se produit lorsque deux ilôts voisins, qui jusqu'à présent étaient séparés par une bande où le confinement est classique, grossissent jusqu'à entrer en contact et éventuellement se recouvrir partiellement. Les lignes de champ deviennent alors ergodiques dans le volume précédemment occupé par les deux ilôts, ce qui signifie que toute ligne de champ prise dans un volume donné , passera par tout point de ce volume au bout d'un certain temps. Comme on le montre sur la figure 2.9 , cela se traduit par la disparition des surfaces magnétiques à l'intérieur des ilôts (cf. figure 2.5). Ces lignes de champ sont également stochastiques dans la zone de recouvrement des deux ilôts, ce qui signifie que deux lignes de flux issues de points très voisins, divergent exponentiellement l'une par rapport à l'autre. La stochasticité amplifie donc expo-

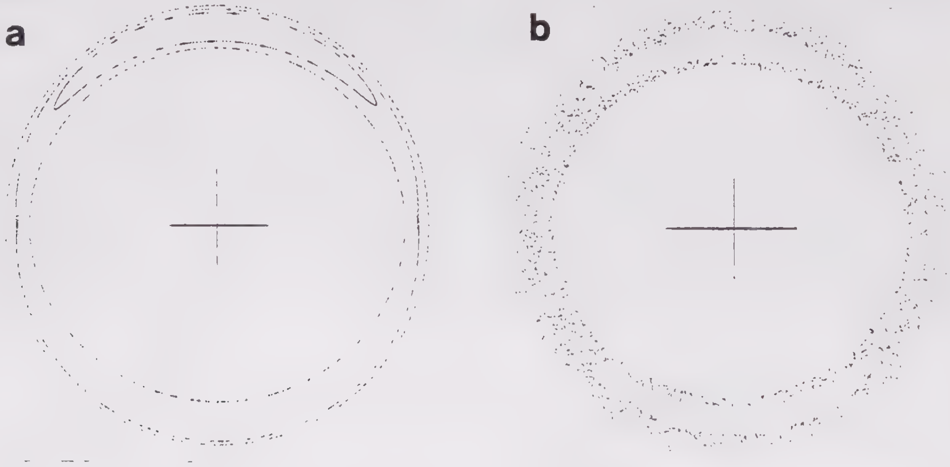


Figure 2.9 : Exemple d'ergodisation et stochastisation des surfaces magnétiques. (a) ilôt non turbulent,(b) ilôt turbulent[67].

nentiellement les déplacements (très petits en ce qui concerne les E.D.) que subit toujours une particule d'une ligne de flux à une autre du fait des collisions par exemple. Elle donne à son mouvement dans la configuration magnétique, un caractère aléatoire, qui apparait sous la forme d'une diffusion. Cette diffusion "quasi linéaire" reste finie même si le taux de collisions tend vers zéro.

Dans une telle structure, une particule peut, en suivant les lignes de champ, changer aléatoirement d'ilôt. Si une zone de recouvrement existe à chaque interface entre deux ilôts, on se rend compte (figure 2.5 bis) qu'une particule peut traverser transversalement tout le plasma en passant d'un ilôt ergodisé à l'autre. L'ergodisation et la stochastisation de la structure magnétique à l'intérieur de tout le plasma induit donc un transport de particules assimilable à une diffusion, sans qu'il soit nécessaire que les collisions interviennent.

c) Diffusion des particules

En général les ilôts magnétiques de grande échelle ne jouent un rôle dans la diffusion des particules qu'au bord du plasma, et d'ailleurs episodiquement, quand les ilôts dans ce domaine sont suffisamment importants pour empiéter les uns sur les autres ou pour toucher le diaphragme. Dans la masse du plasma, les surfaces magnétiques suceptibles de créer des ilôts (q=1, q=3/2, q=2) sont trop peut nombreuses pour qu'une structure magnétique ergodique prenne place, sauf en présence d'ilôts magnétiques très importants qui arrêteraient immédiatement la décharge.

c-1) Microturbulence

Il existe cependant dans la masse du plasma en permanence une autre forme de turbulence, due cette fois à l'écart à l'équilibre thermodynamique impliquée par le confinement du plasma, et qui est responsable de la diffusion des particules dans la masse.

Des nombreuses données expérimentales et théoriques ([59] à [63]) disponibles sur cette "microturbulence", en particulier de celles obtenues par l'analyse de la diffusion d'un faisceau de microondes par les fluctuations de densité électronique , il résulte qu'elle correspond à une perturbation électrique et magnétique essentiellement normales au champ statique B_T. Ces perturbations ont un nombre d'onde $K_\perp$ transverse à B_T, élevé (typiquement $K_\perp . \rho_{ci} \sim 1$ où ρ_{ci} est le rayon Larmor des ions) et un nombre d'onde $K_\parallel$ le long de B_T très faible (typiquement $K_\parallel \sim 1/R$). On montre que dans ces conditions, la perturbation (δU, δB) peut être décrite par un potentiel scalaire $\delta\phi$ et un potentiel vecteur δA parallèle à B_T tels que :

$$\begin{cases} \delta U = - \ c \dfrac{\partial \delta A}{\partial r} - \nabla \delta\phi \\ \delta B = \nabla \times \delta A \end{cases} \tag{2.7}$$

La turbulence est dite électrostatique ou magnétique, suivant que le potentiel $\delta\Phi$ ou δA joue le rôle dominant. On peut grossièrement évaluer les diffusions induites de la manière suivante.

Une turbulence électrostatique de nombres d'onde ($K_\parallel$, $K_\perp$) donne aux électrons une vitesse de dérive transversale.

$$v_{el} = \frac{\delta U \times B_T}{B_T^2} \tag{2.9}$$

cohérente pendant un temps $\tau_D \sim \mathcal{L}/v_\parallel$ où $v_\parallel$ est la vitesse longitudinale et $\mathcal{L}$ est la longueur de cohérence c'est-à-dire, la distance le long des lignes de flux sur laquelle les électrons ressentent la perturbation de façon cohérente. Pendant τ_D un électron se déplace transversalement de $\tau_D \, v_{el}$ et subit une diffusion transverse caractérisée par :

$$D_{el} = \frac{(\tau_D \, v_{el})^2}{\tau_D} \simeq \left(\frac{K_\perp \delta\phi}{B_T}\right)^2 . \ \frac{\mathcal{L}}{v_\parallel} \tag{2.10}$$

Une turbulence magnétique δB transverse B_T impose aux électrons un déplacement normal à B_T qui est simplement du à la déformation des lignes de flux : un électron de vitesse parallèle $v_\parallel$ prend une vitesse transversale :

$$v_{mag} = v_\parallel \cdot \frac{\delta B}{B_T} \tag{2.11}$$

à nouveau cohérente durant $\tau_D \simeq \mathcal{L}/v_\parallel$. Le coefficient de diffusion est maintenant donné par :

$$D_{mag} \simeq \frac{(\tau_D \, v_{mag})^2}{\tau_D} = \left(\frac{K_\perp c \, \delta A}{B_T}\right)^2 \mathcal{L} \, v_\parallel \tag{2.12}$$

En particulier le rapport D_{mag}/D_{el} s'écrit :

$$\frac{D_{mag}}{D_{el}} = \left(\frac{c\ \delta A}{\delta\phi}\right)^2 \cdot \frac{v_{/\!/}^2}{c^2} \qquad (2.12\ bis)$$

En conclusion, on voit que la turbulence magnétique affecte plus intensément les électrons rapides, qui sont par ailleurs peu sensibles aux collisions. Les électrons découplés avec leur vitesse $v \simeq c$, peuvent être considérés comme une sonde de la turbulence magnétique présente dans le plasma.

c-2) - Effet des collisions

Les collisions sont aussi responsables d'une diffusion des électrons transversalement aux surfaces magnétiques. Il apparait cependant qu'aux températures atteintes dans les tokamaks, cette diffusion collisionelle est négligeable par rapport à l'effet de la turbulence pour les électrons thermiques. Pour les électrons découplés elle est pratiquement inexistante. Elle joue cependant un rôle important sur le temps de confinement des ions.

d) Temps de vie de l'énergie

Pour tenir compte globalement de l'effet des collisions et de la turbulence sur le temps que met en moyenne une particule pour quitter la décharge, on définit le temps de vie des diverse catégories de particules. L'ensemble des données actuelles indique que celui des électrons thermiques est voisin du temps de vie de l'énergie τ_E qui figure dans le critère de Lawson.

Le temps de vie de l'énergie τ_E est défini comme étant le temps mis par le plasma pour perdre son énergie thermique, après coupure de tout apport de puissance, les pertes par rayonnement n'étant pas prises en considération. L'énergie thermique d'un plasma de densités électronique et ionique n_e et n_i et de températures T_e et T_i s'écrit, à l'équilibre :

$$E_{th} = \frac{3}{2} \iiint (n_e\ T_e + n_i\ T_i) d^3 X \qquad (2\text{-}13)$$

où l'intégrale est faite sur le volume du plasma. Ainsi, la puissance perdue par conduction thermique en un temps τ_E s'écrit :

$$P_{th} = E_{th} / \tau_E \qquad (2\text{-}14)$$

la puissance ohmique introduite étant $V_T I_p$, le temps de vie de l'énergie s'écrit:

$$\tau_E = E_{th} / V_T\ I_p \qquad (2\text{-}15)$$

Sous des conditions plasma habituelles, τ_E est faible ($\simeq$ 10 ms) et le présent travail tente de déterminer le rôle déconfinant joué par les turbulences magnétique et électrique.

B) Le tokamak de FONTENAY-AUX-ROSES (T.F.R.)

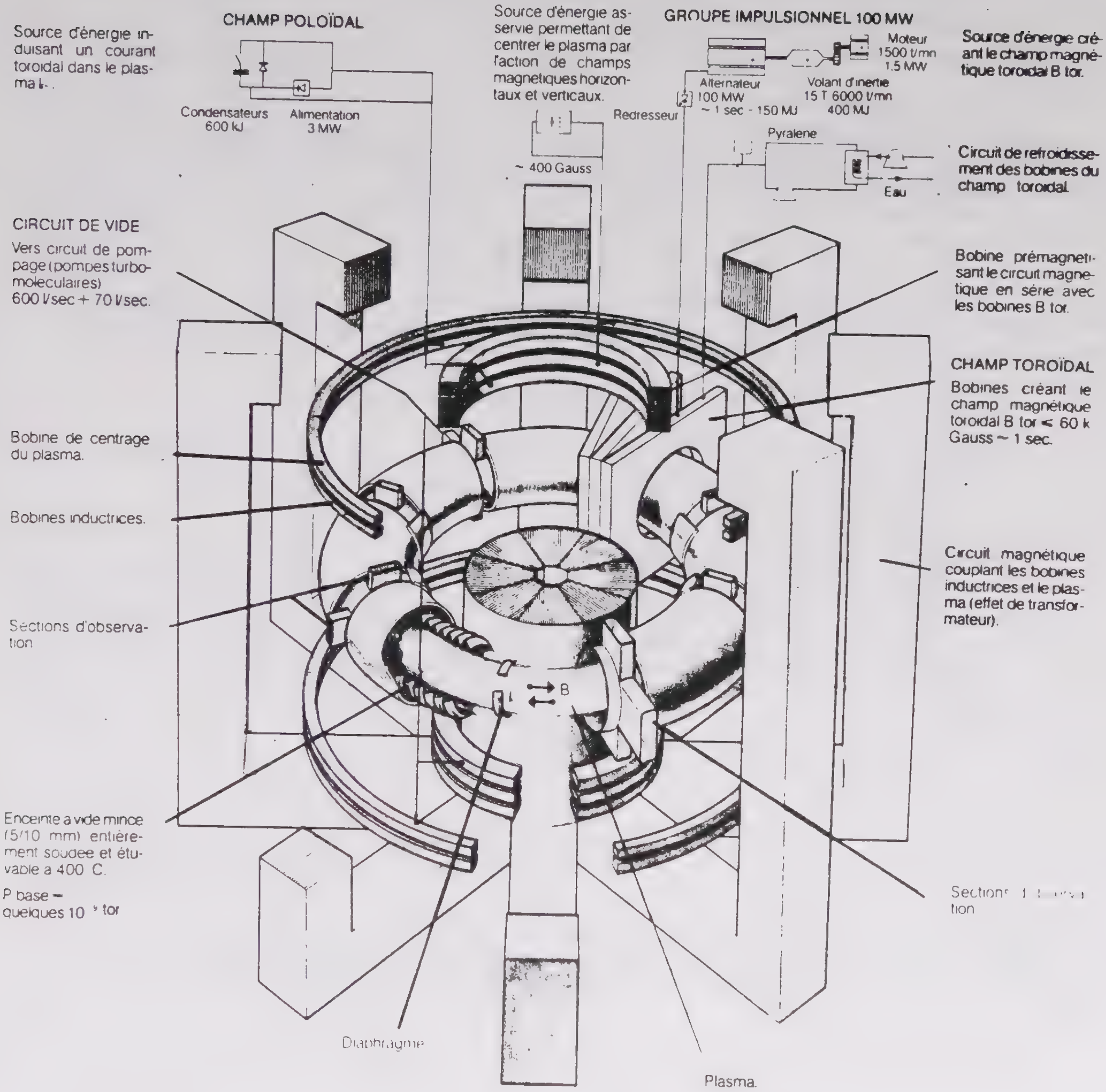


Figure 2.6 : Le tokamak T.F.R.

a) La machine

Le tokamak de FONTENAY-AUX-ROSES est schématisé sur la figure 2.6.

Ses dimensions caractéristiques ainsi que les valeurs des paramètres plasma en régime d'utilisation normal sont données dans le tableau 2.1.

Grand rayon R de la chambre	98 cm
Petit rayon r de la chambre	25 cm
Rayon-plasma (défini par le diaphragme) a	15 - 22 cm
Courant plasma total I_p maximum	80 - 410 kA
Champ toroïdal B_T	20 - 60 kG
Densité électronique au centre	$1 - 15\ 10^{13}\ cm^{-3}$
Température électronique au centre	.4 - 2 KeV
Température ionique au centre	.25- 2 KeV
Temps de vie de l'énergie	3 - 35 ms
Durée de décharge	⩽ 600 ms

Tableau 2.1: Valeurs caractéristiques de T.F.R.

Dans une décharge plasma typique, sur T.F.R., le champ B_T est maintenu constant en fonction du temps, alors que le courant total I_p et la tension par tour V_T varient comme indiqué sur la figure 2.7.

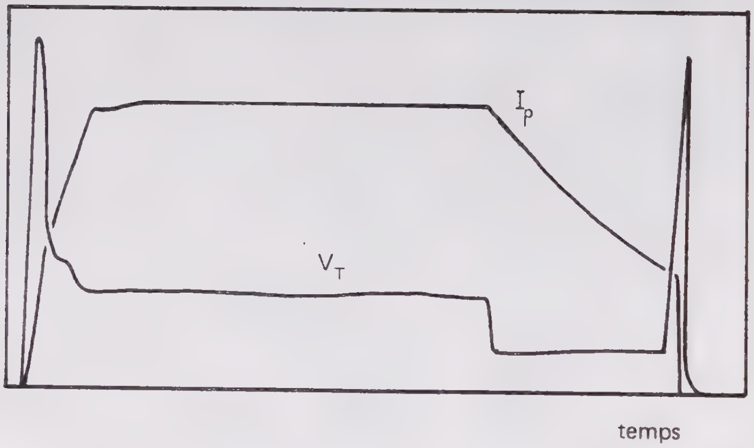


Figure 2.7 : Evolution temporelle du courant plasma I_p et de la tension par tour V_T dans une décharge TFR.

Etant donné que tout au long de cette thèse on se sert de la mesure des paramètres généraux du plasma en conjonction avec la mesure des électrons découplés, l'on va maintenant passer rapidement en revue ces différents paramètres et la méthode de mesure utilisée pour chacun.

b - Caracteristiques électriques

b.1) Le courant plasma

Le courant plasma total I_p, est mesuré à l'aide d'une sonde solénoïdale entourant poloïdalement la chambre et, qui délivre un signal proportionnel au courant qu'elle encercle ; elle n'est donc pas sensible à la distribution radiale du courant plasma.

Dans une décharge typique, on peut distinguer trois phases dans le comportement temporel du courant plasma (cf figure 2.7.).

- en début de décharge, on observe une montée dans les 20 premières millisecondes, suivie d'une rupture de pente et d'une montée plus lente vers 100 ms.

- en cours de décharge, entre 100 et 450 ms, le courant reste constant avec de très légères variations ; c'est ce qu'on appelle le plateau de courant, pendant lequel le plasma est quasi-stationnaire.

- en fin de décharge, après 450 ms le courant décroit avec une pente à peu près constante jusqu'à ce que la tension au primaire du transformateur ait disparu.

La décharge est en fait souvent interrompue par l'apparition d'une instabilité, auquel cas le courant s'annule en quelques millisecondes.

b.2) La tension par tour

La mesure de la tension appliquée au tore de plasma, est réalisée à l'aide de plusieurs boucles encerclant le plasma toroïdalement et poloïdalement. Le signal ainsi obtenu et, appelé tension par tour V_T, n'est pas simplement égal à la chute résistive de potentiel dans le plasma, mais comporte également des termes liés à la variation d'inductance du plasma et aux tensions induites dans les structures par des courants transitoires. Ainsi on a [21]

$$V_T = V_R + (L_i + L_e)\frac{dI_p}{dt} + \frac{1}{2} I_p \frac{d\,(L_i + L_e)}{dt} + \frac{d}{dt} (B_H^2 + B_V^2)\, dv$$

$$\text{avec } L_i = \frac{2\pi^2}{\mu_o I_p^2} \int_o^a B^2(r)\, dr \qquad \text{et} \qquad L_e = \mu_o \ln \frac{b}{a} \tag{2-10}$$

où L_i et L_e sont respectivement l'inductance interne du plasma et celle entre la paroi et le plasma (par unité de longueur), b le rayon de la coque conductrice entourant le plasma, B_H et B_V les champs magnétiques horizontal et vertical, et V_R la tension résistive. Sur T.F.R. 600 il n'y a pas de coque conductrice ($\rightarrow b = a$) et le terme intégral est petit devant les autres, donc on prendra

$$V_T = V_R + L_i \frac{d\,I_p}{dt} + \frac{1}{2} I_p \frac{d\,L_i}{dt} \tag{2-11}$$

Temporellement la tension par tour comporte comme le courant trois phases principales (cf figure 2.7).

- en début de décharge, on observe un pic de tension de plusieurs dizaines de volts. C'est la phase d'ionisation du gaz et de formation du plasma, pendant laquelle les inductances L_i et L_e ne sont pas connues (premières 20 ms).

- pendant le plateau de courant, la tension par tour est constante, ou légèrement croissante ($\simeq$ 2 V).

- en fin de décharge, quand le courant amorce sa descente, la tension par tour chute à un niveau plus faible où elle reste constante.

Au moment de la rupture, naturelle ou disruptive, de la décharge on observe une remontée très brutale de la tension par tour. Précisons que le signal V_T montré sur la figure 2.7. a subi un lissage.

c - Caractéristiques générales du plasma

A ces conditions électriques s'ajoutent toute une série de mesures des paramètres du plasma que l'on va décrire brièvement, pour plus de détails sur les méthodes de mesures employées, le lecteur peut se référer à [21].

c.1) Implantation générale

La figure 2.8. est une vue de dessus de T.F.R. indiquant l'implantation des différents diagnostics utilisés conjointement avec le diagnostic des électrons découplés.

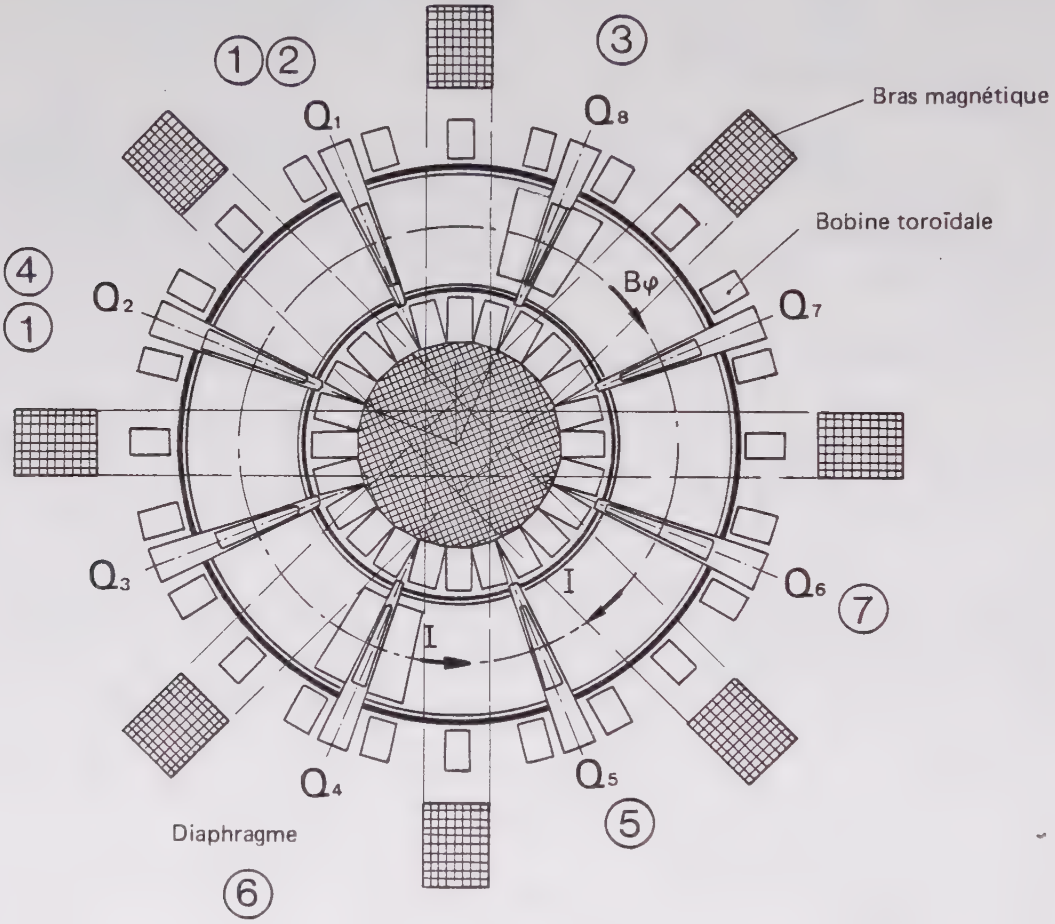


Figure 2.8 : *Vue de dessus de TFR avec indication de l'implantation des diagnostics aux différents queusots d'observation(Q1 à 8).*

1 *Interféromètre HCN :mesure de la densité électronique.*
2 *Diffusion Thomson:mesure de la température électronique.*
3 *Diffusion microondes:mesure de la turbulence.*
4 *Spectrographie U.V.:mesure de l'évolution des impuretés.*
5 *Détecteurs à barrière de surface:rayonnement X-mou.*
6 *détecteur NaI:mesure du flux de rayonnement X-dur.*
7 *détecteurs He^3:mesure du flux de neutrons(température ionique).*

c.2) Densité électronique

La mesure de la densité électronique est faite par interférométrie laser

dans l'infrarouge lointain. La méthode utilisée détermine la densité linéique n_e, c'est-à-dire la densité le long d'une corde, qui s'écrit :

$$n_l\ (h) = 2 \int_h^a \frac{r\ n_e\ (r)}{(r^2 - h^2)^{1/2}}\ dr \qquad (2\text{-}17)$$

où h est la distance de la corde au centre du plasma. Le système permet la mesure simultanée de n_l, en huit cordes et donne donc l'évolution temporelle du profil radial de densité linéique. Un profil radial horizontal de la densité s'obtient par inversion d'Abel du profil de n_l et peut en général être approximé par une expression du type :

$$n_e(r) = n_o\ (1 - \frac{r^2}{a^2})^{\alpha} \qquad \text{où } \alpha = 1 \text{ à } 2 \qquad (2\text{-}18)$$

Les expressions suivantes relient alors $n_e(r = o)$, $n_l\ (h = o)$ et $\bar{n}$

$$n_l\ (h = o) = a\sqrt{\pi}\ \frac{\Gamma\ (\alpha + 1)}{\Gamma\ (\alpha + 3/2)}\ n_e(r = o) \qquad (2\text{-}19)$$

$$\bar{n} = \frac{n_e\ (r = o)}{\alpha + 1} \qquad (2\text{-}20)$$

où Γ est la fonction Gamma. Dans la suite, si on ne précise pas sur quelle corde a été mesuré n_e il s'agira toujours de la corde centrale.

c.3) Température électronique

La température électronique est mesurée par deux méthodes différentes. La première est la diffusion Thomson, c'est-à-dire la diffusion incohérente du rayonnement émis par un laser rubis pulsé. Elle permet d'obtenir un profil radial de température à un instant de la décharge, et la mesure de l'évolution temporelle de la température n'est par conséquent possible que, sur une série de chocs reproductibles. Précisions que le profil radial mesuré est vertical.

La seconde méthode utilise le rayonnement x-mous émis par le plasma ; La mesure du rapport des flux de rayonnement transmis à travers différents absorbants, permet d'obtenir l'évolution temporelle de la température électronique (mais ne donne pas de profil radial).

c.4) Rayonnement X-dur

On dispose de deux mesures permanentes du rayonnement X-dur : le flux au cours du temps et la dose X biologique. Le flux X-dur en fonction du temps est mesuré de façon globale avec un photomultiplicateur couplé à un scintillateur Na (I) 2" x 2" placé à 3 mètres sous le diaphragme. La dose biologique est mesurée avec une chambre d'ionisation placée à l'intérieur d'un absorbant ayant les mêmes caractéristiques d'absorption des rayons X que les tissus humains. La dose X est une mesure intégrée sur le temps et sur l'énergie, du rayonnement émis par le tokamak et est exprimée en mrem.

c.5) Photoneutrons

Les photoneutrons émis par le diaphragme ou une autre cible sous l'impact d'électrons de haute énergie (ch. chapitre IV B a-3) sont détectés à l'aide de trois compteurs proportionnels à He^3, placés à l'intérieur de ralentisseurs

cylindriques en polyéthylène. Les cylindres sont de taille différente de manière à permettre la mesure simultanée du flux de photoneutrons dans trois gammes de flux différentes. Les photoneutrons proviennent essentiellement des réactions nucléaires $Ni^{58}(\gamma,n)$ et Co^{57} (γ,p) dont les seuils sont respectivement à 12.20 et 8.18 MeV. Dans toutes les décharges faites dans le cadre de ce travail, le plasma était d'hydrogène pur et ne produisait pas de neutrons directement. Les principales sources de photoneutrons sont dans notre cas :

- le support du patin médian extérieur du diaphragme (le patin lui-même est, sauf mention contraire, en carbone et produit peu de photoneutrons).

- une cible servant à l'étude des électrons découplés (cf. chapitre VII).

CHAPITRE III - Les Electrons Découplés (E.D.)

Après une brève définition de la notion d'électron découplé on développera les différents aspects théoriques du phénomène de découplage, qui ne concerne dans une décharge normale qu'une petite partie de la population électronique, dont la proportion dépend de la valeur du champ accélérateur, du taux d'impuretés dans le plasma et des densités et températures électroniques. Une partie de l'exposé est le résumé d'une synthèse faite par N. SIAKAVELLAS dans le cadre du programme d'étude des électrons découplés à FONTENAY-AUX-ROSES, et on se bornera à donner les résultats et les éléments nécessaires à la compréhension des résultats expérimentaux. Le lecteur intéressé par les développements théoriques est invité à se référer au rapport de thèse de N. SIAKAVELLAS [22]. Par contre, certains développements originaux postérieurs aux travaux de SIAKAVELLAS seront donnés en détails.

La présentation est axée vers une utilisation pratique et chaque résultat est suivi d'une application numérique, donnant un ordre d'idée de la valeur des paramètres en jeu, pour une décharge T.F.R. Après avoir donné une définition des notions de champ et d'énergie critiques, on donnera l'expression du taux de création et son évolution temporelle dans une décharge T.F.R. On s'intéresse ensuite à la trajectoire des E.D. et à leur confinement. Finalement, on décrira un modèle de trajectoires qui sera utilisé pour l'interprétation des résultats expérimentaux.

A) Notion d'Electron Découplé (E.D.)

Dans un plasma de tokamak, les électrons sont soumis à deux forces antagonistes : d'une part une force d'accélération proportionnelle au champ électrique d'induction, et d'autre part une force de freinage provenant des collisions coulombiennes avec les ions et les électrons du plasma. Ce double effet est à l'origine du chauffage du plasma. Comme on peut s'en rendre compte sur la figure 3.1, la force de friction décroit dès que l'électron a une vitesse suffisamment élevée.

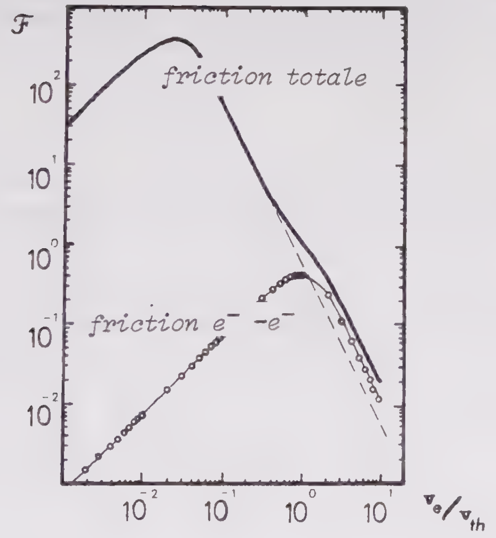


Figure 3.1 : Force de friction $\mathcal{F}$ dynamique normalisée, s'exerçant sur un électron en mouvement dans un plasma d'hydrogène ($T_i = T_e$, $Z_{eff} = 1$). La vitesse de l'électron est v_e et la vitesse thermique moyenne v_{th} ($A_e = 4\ e^4 Ln\Lambda$) [20].

On voit clairement que si l'électron parvient à dépasser une certaine énergie "critique", il sera principalement soumis au champ électrique et se trouvera alors en régime d'accélération libre. Un tel électron est dit découplé.

B) Théorie classique

a - Champ critique

Dans un plasma, la proportion relative des populations d'électrons découplés ou non, dépend de l'intensité du champ électrique accélérateur, comme on va

le voir. Pour que des électrons de vitesse v_x soient , en moyenne, accélérés uniformément dans la direction x parallèle au champ U , il faut que la force d'accélération eU soit supérieure à la force de freinage collisionelle, c'est-à-dire :

$$eU - \frac{4\pi e^4 n_e \ln \Lambda}{m_e V_x^2} [2 + Z_{eff}] > 0 \qquad \text{(MKSA)} \qquad (3\text{-}1)$$

où Z_{eff} est le numéro atomique effectif du plasma, $n_e(cm^{-3})$ et T_e (KeV) respectivement la densité et la température moyennes des électrons et $\ln \Lambda$ le logarithme coulombien $\ln \Lambda = 24.4 - .5 \ln n_e + \ln T_e$. Remarquons que la relation (3.1) n'est valable que si $v_x \geqslant (2\ k\ T_e/m_e)^{1/2}$, qui est la vitesse la plus probable d'une distribution maxwellienne d'électrons.

Pour qu'une décharge soit complètement dominée par les électrons découplés, il faut que la relation (3.1) soit positive quand $v_x \sim v_{th} = (k\ T_e/m_e)^{1/2}$ qui est la vitesse thermique moyenne des électrons, on obtient :

$$U > \frac{3\ T_e}{m_e V_{th}^2} (2 + Z_{eff})\ U_{cR} \qquad \begin{pmatrix} T_e \text{ en eV} \\ mV_{th}^2 \text{ en eV} \end{pmatrix} \qquad (3\text{-}2)$$

avec

$$U_{CR} = 2.612\ 10^{-13} \frac{n_e \ln \Lambda}{T_e} \qquad \begin{pmatrix} n_e \text{ en cm}^{-3},\ T_e \text{ en eV} \\ U_{CR} \text{ en V/cm} \end{pmatrix} (3\text{-}3)$$

U_{CR} est appelé le champ critique.

b - Energie critique

L'inégalité (3.1) permet également de définir pour un plasma de numéro atomique effectif Z_{eff} une énergie critique E_{CR} qui est l'énergie que doit posséder un électron pour pouvoir se découpler dans un champ électrique donné U; on peut en effet écrire (3.1) sous la forme.

$$\frac{m_e V_x^2}{2} > \frac{2\pi e^3 n_e \operatorname{Ln} \Lambda}{U} (2 + Z_{eff}) = E_{CR} \qquad (3\text{-}4)$$

L'énergie critique E_{CR} est le plus fréquement exprimée en fonction du rapport U_{CR}/U et s'écrit alors :

$$E_{CR} = T_e \frac{U_{CR}}{U} \frac{2 + Z_{eff}}{2} \qquad [T_e \text{ et } E_{GR} \text{ en eV}] \qquad (3\text{-}5)$$

Exemple : Pour $n_e = 2\ 10^{13}\ cm^{-3}$, $T_e = 2\ 10^3$ eV et $Z_{eff} = 3$ on obtient

$\ln \Lambda = 16.7$, $\quad U_{CR} = 4.36\ 10^{-2}$ V/cm.

Pour $mV_x^2/2 = T_e$, la condition (3.2) s'écrit $U > 3.27\ 10^{-1}$ V/cm. Dans une décharge TFR, $U \approx 3.25\ 10^{-3}$ V/cm en régime stationnaire, et l'énergie critique vaut $E_{CR} = 6.7\ 10^4$ eV.

A partir de la relation (3.2) on peut aussi estimer les valeurs que prennent n_e et T_e pour qu'une décharge TFR soit dominée pour les E.D. : on doit avoir

$$3.25\ 10^{-3} > 7.5\ U_{CR} \qquad (n_e/T_e) < 10^8 \left(\frac{cm^{-3}}{eV}\right).$$

c - Taux de création

c.1) Taux de création local

Le taux de création des électrons découplés a été calculé par différents auteurs dans l'approximation $U \ll U_{CR}$ (ce qui est en général le cas dans une décharge tokamak) en résolvant soit numériquement, soit analytiquement l'équation de FOKKER-PLANCK [22]. Les méthodes employées par ces auteurs se distinguent par le nombre de régions en lesquelles est découpé l'espace des vitesses pour la résolution de l'équation de FOKKER-PLANCK stationnaire, et du degré d'ionisation du plasma considéré (Z_{eff}).

Tous ces calculs convergent vers le plus élaboré d'entre eux : celui de CONNOR - HASTIE, qui est valable pour un Z_{eff} quelconque et contient des corrections relativistes, qui le rendent valide pour des électrons de haute énergie. Le taux de création de CONNOR-HASTIE s'écrit, pour des électrons de base énergie ($\leqslant$ 100 KeV ; cas non relativiste) [23]:

$$s_{NR} = C\, n_e\, \nu_e \quad \alpha^{1/4\,(Z_{eff}+1)} \quad \exp\left[-\frac{\alpha}{4} - \sqrt{(Z+1)\,\alpha}\right] \qquad (3\text{-}6)$$

$$\text{avec } \alpha = U_{CR}/U \quad \text{et} \quad C \approx .35$$

où $\nu_{eo} = 1.95\ 10^{-6}\ \dfrac{n_e \ln \Lambda}{T_e^{3/2}}$ est la fréquence de collision électron/électron (s^{-1})

Pour les électrons proches de l'énergie critique (qui sont donc relativistes) le taux de création devient :

$$s_R = s_{NR} \exp\left[-\frac{k\,T_e}{m_e C^2}\left(\frac{\alpha^2}{8} + \frac{2}{3}\,\alpha^{3/2}\sqrt{1+Z_{eff}}\right)\right] \qquad (3\text{-}7)$$

où k est la constante de BOLTZMAN et c la vitesse de la lumière. La figure 3.2 montre l'allure du taux de création de CONNOR-HASTIE en fonction de U/U_{CR} pour $Z_{eff} = 1$ et $T_e = 1$ KeV.

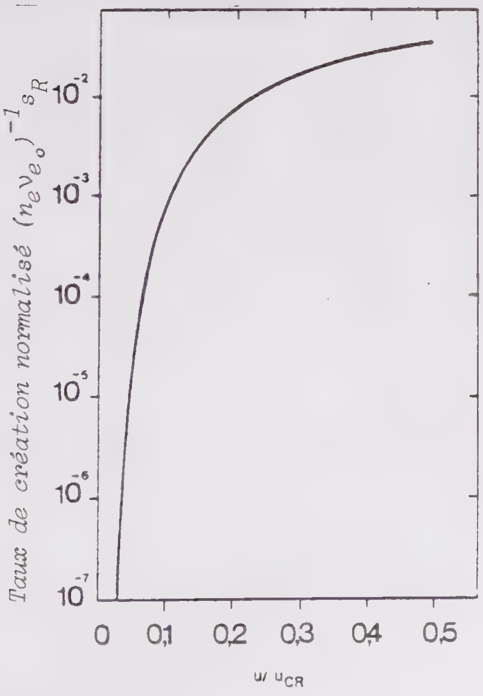


Figure 3.2: Taux de création de Connor-Hastie relativiste avec $Z_{eff} = 1$ *et* $C = .35$.

Figure 3.3 : *Profils radiaux de densité n_e (obtenu par inversion d'Abel de celui de densité linéique) et de température T_e (mesuré par diffusion Thomson).*

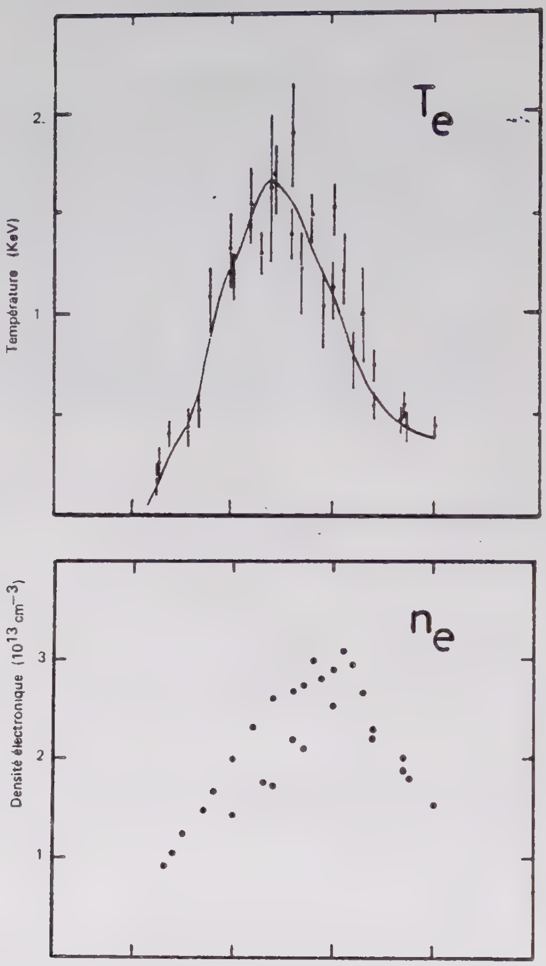
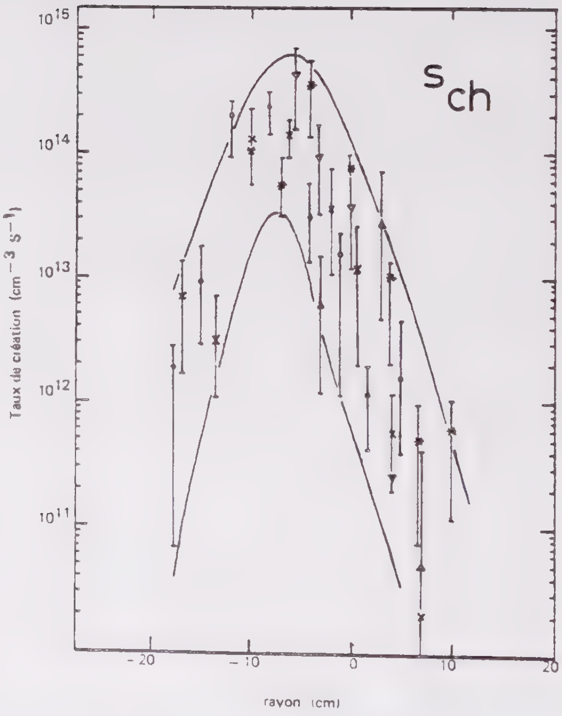


Figure 3.4 : *Profil radial de taux de création de Connor-Hastie calculé à partir de n_e et T_e à 300 ms (au plateau de courant, sous l'hypothèse $U(r)=C^{te}$ et $Z_{eff}=3$).*



c.2) Taux de création dans une décharge tokamak

Le taux de création de CONNOR-HASTIE, peut être calculé en tout point du tore et à tout instant, si l'on connaît la densité, la température, le taux d'impuretés et la tension résistive. Si $s(r,\theta,\varphi,t)$ est le taux de création en coordonnées toriques, le nombre d'électrons découplés créés par l'unité de temps dans l'ensemble du volume du plasma s'obtient en intégrant en r, θ et φ.

$$s'(t) = \int_0^a dr \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{2\pi} d\theta \, (R_o + r\cos\theta)\, r\, s(r,\theta,\phi,t) \qquad (3\text{-}8)$$

On admet généralement que le plasma a la symétrie toroïdale et poloïdale et que ses caractéristiques sont soit homogènes spatialement, soit qu'elles ne dépendent que de la coordonnée radiale r. L'expression précédente se met alors sous la forme :

$$s'(t) = 4\pi^2 R_o \int_o^a r\, s\,(r,t)\, dr \qquad (3\text{-}9)$$

C'est cette dernière expression qui sera utilisée pour le dépouillement des résultats expérimentaux, dans la deuxième partie de la thèse.

c.3) Exemple : taux de création sur T.F.R.

A titre illustratif, les figures 3.3 et 3.4 montrent les profils de T_e et n_e et du taux de création obtenus pour des décharges de basse densité typiques de celles utilisées tout au long de cette thèse.

Le profil radial du taux de création montré est obtenu à partir des profils de température T_e (mesuré par diffusion THOMSON) et de densité n_e (après inversion d'Abel de la densité linéique) à 300 ms (fig. 3.3). On voit que le taux de création est très important au centre du plasma et devient négligeable lorsqu'on s'éloigne de plus de 7 cm de celui-ci. L'importante dispersion est due d'une part au fait que les profils de n_e et T_e ont été obtenus en 5 décharges et d'autre part au fait que le profil de n_e est mesuré horizontalement alors que celui de T_e l'est verticalement (chapitre II Bc).

C) Trajectoires des électrons découplés dans la configuration Tokamak- Confinement classique

a - Accélération des E.D.

Dès qu'un électron a émergé du groupe des électrons thermiques et a atteint l'énergie critique, il ne subit plus que l'action du champ électrique U, qui l'accélère dans la direction toroïdale, voisine dans les tokamaks de celle des lignes de flux. Son énergie cinétique

$$E = mc^2 - m_\circ c^2$$

où

$$m = m_\circ (1 - v^2/c^2)^{-1/2} = \gamma m_\circ$$

est la masse relativiste, est donnée à partir de l'instant de création, par :

$$E = \int_0^t eUv_{/\!/}\, dt \qquad (3\text{-}9\text{bis})$$

où l'on a négligé l'énergie critique initiale de quelques dizaines de KeV. En pratique, la vitesse $v_{//}$ est très vite presqu'égale à la vitesse de la lumière c. On a alors :

$$E = 30 \int_0^t U(t)\, dt \qquad (\text{MeV,V/cm,s}) \qquad (3.9\ \text{ter})$$

Pour une valeur typique de U dans T.F.R. de 3.2 10^{-3} V/cm, correspondant à une tension par tour de 2 V, un électron gagne 10 MeV en 100 ms.

b - Décentrement de l'orbite du centre guide

On sait qu'un électron soumis à un champ magnétique est animé d'un mouvement de rotation de larmor autour d'un point fictif (centre guide) qui se déplace rapidement le long d'une ligne de champ en subissant une lente dérive transversale .Dans un premier temps, on ne s'interesse qu'au mouvement du centre guide.

On verra plus loin que l'énergie associée au mouvement de larmor reste en fait très faible. Comme pour toutes les particules circulantes, le centre guide des E.D. a une trajectoire hélicoïdale avec une topologie réminiscente de celle des lignes de flux: le centre guide reste sur une "surface de dérive" sur laquelle il décrit à la fois des "grands tours" et des "petits tours". Cependant l'effet centrifuge autour de l'axe principal tend à décaler cette surface de dérive vers l'extérieur d'une distance δ par rapport à l'axe magnétique, comme l'indique la figure 3.4. Ce décentrement peut être calculé en exprimant que le moment cinétique total par rapport à l'axe principal :

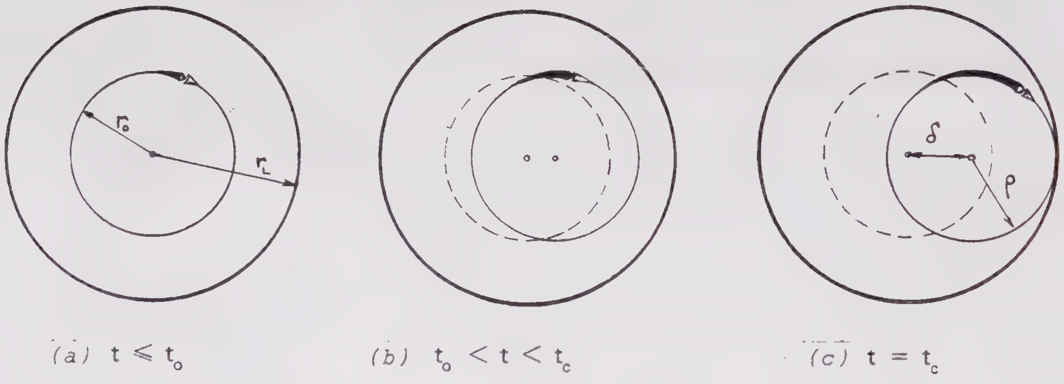


Figure 3.4 : Trajectoire d'un électron découplé,en projection sur le plan médian,à différents instants : (a) jusqu'au découplement (b) en cours d'accélération (3) juste avant qu'il ne frappe le diaphragme .

$$\mathcal{M} = Rp_\phi = R\left(mv_\phi + e A_\phi\right) \qquad (3.10)$$

où A est le potentiel vecteur dont dérive le champ magnétique statique ($B = \Delta \times A$), est une constante du mouvement. On considèrera d'abord le cas où l'énergie n'est pas trop élevée de sorte que la trajectoire n'est pas très différente des lignes de flux et la surface de dérive a une section circulaire de rayon ρ comme les surfaces magnétiques. Cette condition équivaut à dire que $\rho \simeq r > \delta$. Compte tenu que la composante poloïdale B_P du champ magnétique est faible par rapport à la composante toroïdale B_T

on peut identifier dans (3.10) la vitesse v à sa composante toroïdale v_ϕ. D'autre-part la quantité 2π RA est le flux $\psi_p(r,t)$ du champ poloïdal $\psi_p(r,t)$ embrassé par la surface magnétique de rayon r passant par le centre guide.

L'invariance de U implique alors que :

$$\left(R_\circ + r\cos\theta\right) mc + \frac{e}{2\pi}\cdot\psi_p(r,t) = \frac{e}{2\pi}\cdot\psi_p(r_\circ,0) \qquad (3.11)$$

où

$$r = \rho + \delta\cos\theta \quad ; \quad r_\circ = \rho_\circ \quad ; \quad r \simeq \rho > \delta$$

$$\frac{\partial\ \psi_p(r,t)}{\partial r} = 2\pi R\ B_p(r,t)$$

Bien entendu, les quantités m, δ et ρ évoluent au cours du temps à partir de leur valeur $m = m_\circ$, $\delta = 0$, $\rho = \rho_\circ$ à l'instant initial t = 0 de l'accélération. Cependant cette évolution est lente par rapport au temps que met le centre guide à explorer toute la surface de dérive. Il vient alors de (3.11) écrite séparément pour les termes à évolution lente et rapide :

$$\rho mc + \frac{e}{2\pi}\cdot\frac{\partial\psi_p}{\partial r}\delta = 0 \qquad (3.12)$$

et d'autre part

$$R_\circ\ mc + \frac{e}{2\pi}\cdot\psi_p(r,t) = \frac{e}{2\pi}\cdot\psi_p(r,0) \qquad (3.13)$$

La relation 3.12 donne le décentrement δ pour une particule sur une surface de dérive de rayon $\rho \simeq r > \delta$:

$$\delta = \frac{m_\circ\gamma c\rho}{eB_p R} \qquad (3.14)$$

La relation 3.13 est équivalente à l'équation d'accélération 3.9bis et ne donne donc pas d'information utile. L'équation 3.11 d'invariance de U et l'équation d'accélération 3.9bis ne fournissent en fait que deux des trois paramètres m, δ et ρ qui spécifient une trajectoire d'E.D.. On va voir que la théorie adiabatique fournit la troisième information necessaire.

c - Invariant adiabatique poloïdal

L'argument de base est que la particule explore ergodiquement la surface de dérive, extrêmement vite par rapport à l'échelle de temps des paramètres m ,δ et ρ qui caractérisent cette surface. Dans ces conditions il est impossible que l'évolution de ces paramètres soit affectée par les phases,très éphémères, de la particule sur la surface de dérive . Il résulte de ce"principe adiabatique" que si l'on considère toutes les particules qui se trouvent sur une surface de dérive $D_\circ$ à l'instant t =0, généralisée dans l'espace des phases associant à chaque position la vitesse de la particule, se retrouvent à l'instant t sur une même surface de dérive D.

N'importe qu'elle ligne fermée sur $D_\circ$ se prolonge donc par les trajectoires des particules en une ligne fermée sur D. Ces deux lignes $\mathcal{C}_\circ$ et $\mathcal{C}$ peuvent d'ailleurs être choisies arbitrairement, du moment qu'elles ont la même topologie, c'est à dire qu' elles font le même nombre N et n de grands et de petits tours. Le caractère Hamiltonien du mouvement de la particule impose alors que :

$$\oint_{\mathcal{C}} p\ dx = \oint_{\mathcal{C}_\circ} p\ dx = c^{te}$$

où $x = (x_1,x_2,x_3)$ et $p = mv + e\,A = (p_1,p_2,p_3)$ représentent la position et le moment de la particule.

Choisissant comme ligne $\mathcal{C}$ un grand cercle, (N = 1, n = 0), on retrouve l'invariance du moment cinétique $\mathcal{M}$:

$$\oint_{\mathcal{C}} p\ dx = \left(mv_\phi + e\,A_\phi\right)2\pi R = \mathcal{M}$$

Une information nouvelle apparait si on choisit comme ligne $\mathcal{C}$ une section méridienne de la surface de dérive (N =0, n = 1). Il vient alors :

$$J = \oint_{\mathcal{C}} p\, dx = \oint_{\text{sect. mérid.}} (mv_p + eA)\, dx = \oint_{\text{sect. mérid.}} mv_p\, dx + e\,\phi_T$$

où ϕ_T est le flux du champ toroïdal embrassé par la surface de dérive. En admettant encore que $\rho \simeq r > \delta$, la composante poloïdale v_p de la vitesse v est de l'ordre de cB_p/B_T, de sorte que

$$\oint_{\text{sect. mérid.}} mv_p\, dx \simeq 2\pi mc\, \rho \frac{B_p}{B_T} \ll e\,\phi_T \simeq e\,\pi\rho^2 B_T$$

si

$$mc^2 \ll e\rho\, B_p \frac{B_T^2}{B_p^2} c$$

Cette condition est toujours largement vérifiée dès que $\delta < \rho$. On obtient donc finalement que :

$$J \neq e\,\phi_T = c^{te}$$

c'est à dire que le flux toroïdal ϕ_T embrassé par la surface de dérive est invariant. On a en fait

$$\phi_T \neq \pi\, e^2\, B_T$$

, de sorte que le rayon ρ de la surface de dérive est pratiquement invariant lors de l'évolution. Un E.D. situé initialement sur une surface magnétique de rayon r_o , se trouve donc à chaque instant sur une surface de dérive de rayon $\rho = r_o$, excentrée de la distance δ donnée par la relation 3.14.

La particule touche donc le diaphragme de rayon r_L lorsque son énergie est suffisante pour que

$$\rho + \delta = \rho_o + \delta = r_L \qquad (3.16)$$

Comme la relation 3.14 n'est valable que pour $\rho < \delta$, la condition 3.16 n'est applicable que si $r_o > r_L/2$. On l'utilisera numériquement pour définir le confinement classique des E.D. dans ces conditions. Notons que dans les conditions expérimentales typiques utilisées plus loin (courant total 140 kA, tension par tour 2 V) on a $\delta/mc^2 \simeq .5$ cm/MeV , et le confinement d'une particule initialement au rayon $r_o = r_L/2 = 10$ cm, nécessite une énergie $mc^2 \simeq 20$ MeV , acquise au bout de 200 ms.

d - Comportement des E.D. initialement au voisinage de l'axe magnétique

Le comportement des E.D. initialement au voisinage de l'axe magnétique: $r_o \ll r_L$, doit être étudié séparément. Le point est d'autant plus important que, comme on l'a vu, presque tous les E.D. sont produit dans ce voisinage.

On considèrera pour simplifier le comportement d'un E.D. produit sur l'axe magnétique même. Notons tout d'abord que l'invariant adiabatique donné par 3.16 tient encore, et implique évidemment que le rayon ρ de la surface de dérive, initialement nul, doit le rester au cours de l'évolution. Le confinement impose alors au rayon R de cette surface, dégénérée en un grand cercle dans le plan équatorial autour de l'axe principal, de vérifier :

$$\frac{mv_\phi^2}{R} \neq \frac{mc^2}{R} = \frac{e\,B_p}{c} v_\phi \neq eB_p \qquad (3.17)$$

de façon que l'effet centrifuge soit compensé par la force de Lorentz. Le champ poloïdal B_p dans cette relation est à prendre dans le plan équatorial, et est alors lui-même une fonction de R. En fait, dans les tokamaks, le champ B_p sur chaque surface magnétique de rayon r, a l'allure donnée sur la figure (3.5), avec un maximum à un rayon r_m.

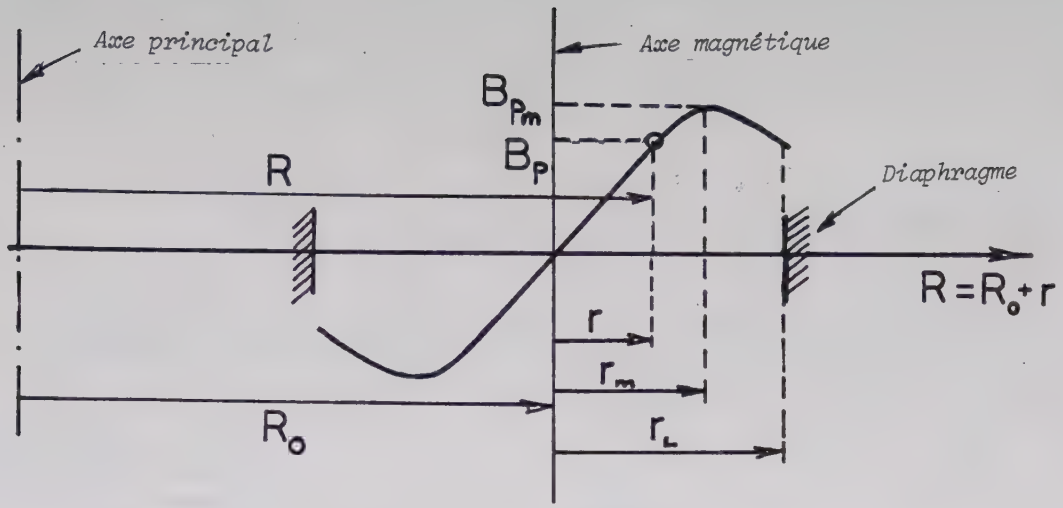


Figure 3.5 : Profil radial du champ magnétique poloïdal

La condition 3.17 permet le confinement à un rayon $R = R_o + r$ tant que $r < r_m$, c'est à dire tant que

$$mc^2 < ceB_{pm} R_m \neq ceB_{pm} R_o \qquad (3.18)$$

Pour une énergie mc^2 supérieure, l'électron ne peut plus être confiné. La nature de sa trajectoire change complètement, le faisant passer en quelques grands tour au diaphragme. Ce phénomène devrait en principe être observable par le fait que les E.D. devraient toucher le diaphragme en dehors du plan équatorial. En fait dans l'expérience TFR, l'impact semble toujours se produire dans ce plan.

La seule information dont on dispose sur le champ poloïdal dans les tokamaks, est sa valeur B_{pL} au bord du plasma (liée au courant total) et le fait que le facteur de sécurité $q = rB_T/RB_p$ est au voisinage du centre q_o presque toujours voisin de 1, comme le révèle la présence d'un ilôt magnétique m = 1, n = 1 dans cette région.

En admettant que la densité de courant I vérifie une loi du type :

$$I = I_o \left(1 - \left(\frac{r}{r_L}\right)^{2\alpha} \right)$$

on trouve alors :

$$\alpha = 1/ (q_L - 1)$$

$$\frac{r_m}{r_L} = \left(1 - \frac{1}{q_L}\right)^{(q_L - 1)/2} = x_m$$

$$\frac{B_{pm}}{B_{pL}} = x_m \frac{\alpha + 1 - x_m^{2\alpha}}{\alpha}$$

où $q_L = r_L B_T/RB_{pL}$. Pour les valeurs du courant total et du champ toroïdal utilisées dans les expériences décrites dans cette thèse, le facteur de sécurité q_L au bord, a des valeurs élevées 5 à 6, et il vient :

$$r_m \simeq r_L/r = .6\ r_L$$

$$B_{pm} \simeq 2B_{pL}/r = 1.2\ B_{pL}$$

La condition 3.18 implique le confinement jusqu'à l'énergie

$$(mc^2)_{max} = 1.2\ e\ B_{pL}(R_o) \qquad (3.19)$$

Pour les conditions expérimentales (courant total 140 kA, tension par tour 2 V) utilisées, le confinement d'un E.D. initialement sur l'axe magnétique est assuré jusqu'à une énergie d'environ 50 MeV, necessitant un temps d'accélération de 500 ms ($\simeq$ durée de la décharge) nettement supérieur au temps des E.D. que l'on estimera plus loin. Ceci nous amènera à l'hypothèse que les E.D. subissent une diffusion radiale pendant leur accélération à partir de leur lieu de création au voisinage de l'axe magnétique.

e - Rotation de larmor

Pour décrire complètement le mouvement de l'électron il reste à intégrer dans la description précédente, le mouvement de Larmor autour du centre guide.

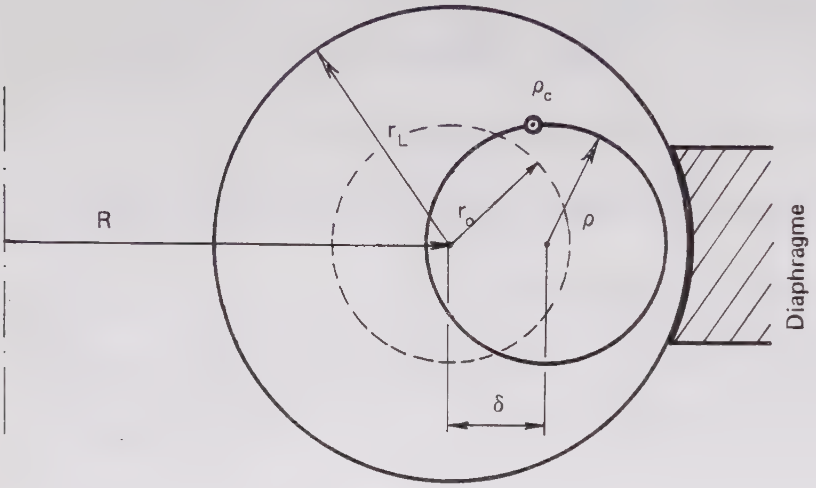


Figure 3.6 : Notations employées dans la description de la trajectoire d'un électron découplé.

On décompose donc le mouvement de l'électron de la façon suivante :

- un mouvement de rotation de larmor de rayon ρ_c de l'électron autour du centre guide.

- un mouvement hélicoïdal du centre guide sur une surface torique de petit rayon ρ et de grand rayon $R + \delta$.

R est le grand rayon de tokamak, r_o le rayon de la surface magnétique d'origine de l'électron découplé, et δ le décentrement (fig. 3.6).

DE nouveau la théorie adiabatique nous donne un invariant qui détermine l'évolution de l'amplitude du mouvement cyclotronique. Par les mêmes arguments que ceux donnés plus haut, on constate que cet invariant est proportionel au flux magnétique $\pi\rho_c{}^2\beta$ embrassé par la trajectoire cyclotronique. On peut donc admettre l'invariance du rayon de Larmor ρ_c , c'est à dire du rapport $v_\perp / \omega_c$ où $v_\perp$ est la composante cyclotronique de la vitesse et $\omega_c = eB/mc$ la fréquence cyclotronique relativiste. La vitesse $v_\perp$ décroit donc au fur et à mesure que la masse relativiste m augmente. Le rayon de Larmor garde cependant sa valeur initiale, environ $v_{cr} / 2\omega_{c0}$, à $E_{cr} = m_o v_{cr}^2 /2$, l'énergie critique donnée par 3.5, et $\omega_{c0} = eB/m_o c$.

D) Diffusion turbulente de E.D.

La description donnée plus haut suppose naturellement que les E.D. ne ressentent aucun effet turbulent. La présence d'une telle turbulence, qu'elle consiste en des perturbations de grande échelle responsables des ilôts magnétiques au bord ou en une microturbulence dans la masse du plasma, induit une diffusion qui se superpose au comportement classique.

On revient ici, sur la diffusion induite par la microturbulence déjà envisagée dans le chapitre II Ab. On peut noter d'après les relations 2.10 et 2.12 qu'une turbulence électrostatique doit avoir un effet faible sur les E.D. même si elle a un

effet important sur les thermiques ($D_{el} \sim 1/v_{/\!/}$). Au contraire une turbulence magnétique doit avoir un effet plus important sur les E.D. que sur les électrons thermiques ($D_{mag} \sim v_{/\!/}$). Les rapports du coefficient de diffusion des électrons découplés ($v_{/\!/} \simeq c$) à celui des électrons thermiques ($v_{/\!/} \simeq v_{th}$) s'écrivent respectivement dans les cas électrostatique et magnétique :

$$(Del)_{E.D.} \;/\; (Del)_{E.T.} \simeq \frac{v_{th}}{c} \ll 1$$

$$(D_{mag})_{E.D} \;/\; (D_{mag})_{E.T.} \simeq \frac{c}{v_{th}} \gg 1$$

Les relations (2.10) et (2.12) ne sont évidemment que des estimations des coefficients de diffusion induits par la turbulence. On doit en fait utiliser la théorie quasilinéaire [68] à [72] qui prend en compte la stochasticité des trajectoires dans le champ turbulent, et donne en particulier la longueur de cohérence qui apparait dans (2.10) et (2.12). Ces deux formules sont inadéquates pour une raison supplémentaire : elles ne tiennent pas compte du fait que les électrons de haute énergie s'écartent notablement des surfaces magnétiques ($\delta \sim \gamma$ relation 3.14). Ils ont ainsi tendance à moins ressentir l'effet de chaque mode turbulent localisé autour d'une surface magnétique particulière.

On va supposer que les potentiels $\delta\phi$ et δA dans la relation (2.7) sont une superposition de modes indépendant

$$\left.\begin{matrix}\delta\phi \\ \delta A\end{matrix}\right\} = \sum_{\text{modes}} \left\{\begin{matrix}\phi(r) \\ A(r)\end{matrix}\right\} \exp\,(im\theta + in\phi) \qquad (3.20)$$

Chaque mode caractérisé par (m,n) a, sur la surface r, un nombre d'onde longitudinal :

$$K_{/\!/}(r) = \frac{1}{R}\left(n + \frac{m}{q(r)}\right) \qquad (3.21)$$

Il est localisé autour de la surface magnétique $r = r_{m,n}$ sur laquelle

$$K_{/\!/} = 0 \Leftrightarrow n + \frac{m}{q(r_{m,n})} = 0$$

Cette localisation prend place sur une épaisseur Δr telle que

$$\frac{1}{\Delta r} \sim K_r \sim K_\theta \sim K_\perp$$

où $K_r \sim \partial\psi/\psi\partial r$ est le nombre d'onde dans la direction r, K_θ dans la direction θ et $K_\perp \simeq (K_r{}^2 + K_\theta^2)^{1/2}$. En fait les expériences de diffusion d'un faisceau de microondes par les fluctuations de densité, indiquent que $K_\perp^{-1} \sim \rho_{ci}$, le rayon de Larmor des ions. Elles indiquent aussi que la fréquence ω des modes est typiquement

$$\omega \simeq K_\theta v_d$$

où v_d est la vitesse diamagnétique

$$v_d \simeq \rho_{ci} \frac{v_{thi}}{r_p}$$

r_p étant l'échelle radiale caractéristique $((\partial nr/\, nr\,\partial r)^{-1})$ du confinement et v_{thi} la vitesse thermique des ions.

La théorie quasi-linéaire est applicable si le nombre de modes est suffisant pour que les domaines de l'espace où les trajectoires sont piégées par l'effet d'un mode individuel, empiètent les uns sur les autres. Elle fait alors apparaitre un flux radial d'E.D. à travers les surfaces magnétiques :

$$\phi_{E.D} = -\, D_{E.D} \frac{\partial\, n_{E.D}}{\partial r} \qquad (3.22)$$

où n_{ED} est la densité locale d'E.D. et le coefficient de diffusion D_{ED} des E.D. est donné approximativement par :

$$D_{ED} = 2\pi\mathcal{N} \; \frac{K_\theta^2}{c\,B_T^2} \cdot \frac{q^2\,R}{m\,\frac{dq}{dr}} \cdot \left|J_o(K_\perp.\delta)\right|^2 . \left|\varphi - cA\right|^2 \qquad (3.23)$$

où δ est le décentrement (rel. 3.14), $\mathcal{N}$dr le nombre de modes (m,n) résonnants dans l'intervale dr, et J_o la $1^{ère}$ composante de Bessel.

On ne donnera pas ici le calcul détaillé de ce coefficient, établi avec l'aide des théoriciens du laboratoire[68]. On notera simplement que la relation 3.20 diffère des relations 2.10 et 2.12, avec v = c, par les points suivants :

1) Elle englobe les deux formules à travers la combinaison ϕ - A, résultant du fait que la perturbation de l'hamiltonien de la particule en présence d'un mode est donnée par e($\delta\phi - v_{/\!/}\,\delta A/c$) = e($\delta\phi - \delta A$).

2) L'échelle $\mathcal{L}$ dans 2.10 et 2.12 se trouve remplacée (utilisant le fait que $\mathcal{N}\phi^2 \; \frac{|\delta\phi|^2}{\Delta r}$) par $q^2R/(\Delta r\; mdq/dr)$. Cette quantité est en fait l'inverse du nombre d'onde $K_{/\!/}$ donné par 3.22 à une distance de l'ordre de Δr de la surface résonnante.

3) Le coefficient $J_o^{\,2}(K\,.\delta)$ dans 3.23 est la correcton habituelle[69] pour tenir compte du fait que la particule ne voit pas réellement les potentiels ϕ et A, mais leur moyenne sur une échelle δ, qui apparait normalement dans les ondes de dérive. En fait la relation 3.23 n'est en principe applicable que si $\delta < \rho$.

La même théorie quasilinéaire, appliquée aux électrons thermiques circulants, donne un coefficient de diffusion pour l'énergie de ces électrons [69] :

$$D_{elET} \approx 10\mathcal{N}K_\theta^2 \cdot \frac{1}{B_T^2\, v_{th}} \,.|\phi|^2 \,.\frac{q^2R}{m\,\frac{dq}{dr}} \qquad (3.24)$$

pour un mode électrique et

$$D_{magET} \approx 10\mathcal{N}K_\theta^2 \; \frac{v_{th}}{B_T^2} \cdot |cA|^2 . \; \frac{q^2R}{m\,\frac{dq}{dr}} \qquad (3.25)$$

pour un mode magnétique. Le coefficient de diffusion des E.T. est donc donné par la somme de (3.46) et (3.47) :

$$D_{ET} = D_{elET} + D_{magET}$$

On peut finalement donner une expression approximative du rapport du temps de vie des électrons découplés sur celui des électrons thermiques:

$$\left(\frac{\tau_{ED}}{\tau_{ET}}\right)^{-1} = \left(\frac{D_{ED}}{D_{ET}}\right) \approx \frac{|\delta\phi|^2 + |c\delta A|^2}{|\delta\phi|^2 \frac{c}{v_{th}} + |c\delta A|^2 \frac{v_{th}}{c}} \quad (J_o\,(K_\perp.\delta))^2 \qquad (3.26)$$

La connaissance des temps de vie τ_{ED} et τ_{ET} permet en principe d'estimer le rapport $\delta A/\delta\phi$, d'où on peut d'ailleurs déduire le rapport des temps de vie des E.T. induits par les composantes électrique et magnétique de la turbulence :

$$\frac{\tau_{magET}}{\tau_{elET}} = \frac{D_{elET}}{D_{magET}} = \frac{c^2}{v_{th}^2}\;\frac{\delta\phi^2}{\delta A^2} \qquad (3.27)$$

Il est important de noter qu'il n'existe actuellement aucune estimation expérimentale du rapport $\delta A/\delta\phi$. Bien entendu, de nombreux calculs théoriques [70][71][72] prévoient qu'une composante magnétique peut accompagner la composante électrique de la turbulence. Il émerge de ces théories, que la turbulence magnétique peut exister si la

vitesse de phase des modes le long des lignes de flux devient inférieure à la vitesse d'Alfven $c_A = (B^2/4\pi n m_i)^{1/2}$ où m_i est la masse des ions, c'est à dire si :

$$\omega \lesssim K_{/\!/} \cdot c_A \tag{3.28}$$

En utilisant 3.21, on obtient, à une distance $\sim\Delta r$ de la surface résonante pour le mode m, n :

$$K_{/\!/} \simeq \frac{1}{R} \frac{m}{q^2} \cdot \frac{\partial q}{\partial r} \Delta r \simeq K_\theta \cdot \frac{\Delta r}{qR} \simeq \frac{1}{qR}$$

et la condition 3.28, avec $\omega = K_\theta v_d$, devient :

$$(K_\theta \rho_{thi}) \lesssim \frac{r_p}{qR} \frac{c_A}{v_{th}}$$

ou encore, avec $K_\theta \rho_{thi} \simeq 1$

$$\frac{v_{th}}{c_A} \lesssim \frac{r_p}{qR} \iff \beta \gtrsim \left(\frac{r_p}{qR}\right)^2 \tag{3.29}$$

où β est le rapport habituel de la pression cinétique du plasma à la pression magnétique.

E) Temps de vie classique et turbulent des E.D.

a - Temps de vie classique τ_c

On a vu qu'un électron découplé gagne progressivement de l'énergie sous l'action du champ électrique, ce qui a pour conséquence d'augmenter le décentrement de sa trajectoire (relation 3.14). Son temps de vie τ_c est alors le temps qui s'est écoulé entre l'instant de création à un rayon r_o et l'instant où sa trajectoire devient tangente au diaphragme, c'est-à-dire quand $\rho + \delta = r_L$. L'expression de τ_c s'obtient donc en combinant les relations (3.14) et (3.9ter) donnant $\delta = \delta(E)$ et $E = E(t)$ et en tenant compte de (3.16).

En conséquence, des E.D. créés au même instant à des rayons r_o différents auront des temps de vie différents, et leur énergie est d'autant plus élevée que r_o est petit. Typiquement un électron né au centre du plasma ($r_o = 0$) arrive à proximité du diaphragme ($\rho = r_o$) en 500 ms et atteint une énergie de 50 MeV. τ_c est naturellement plus petit si la décharge se termine avant que la condition 3.16 ne soit réalisée, et l'énergie finale de l'E.D. est celle qu'il a à cet instant.

Si $U = U(t) \simeq C^{te}$, le spectre des E.D. ayant frappé le diaphragme en cours de décharge jusqu'à l'instant t" est donné par :

$$S_e (E(r_o), t'') = \int_0^{t''} s(r_o, t') \, dt'$$

où $s(r_o, t')$ est défini par (3.7). Si $U = U(t)$ n'est pas constant il n'y a pas d'expression analytique simple de S_e (E, t") et le problème est traité numériquement.

En résumé on définit ainsi un temps de vie des électrons découplés dans un cadre complètement déterministe puisque le lieu de création détermine à la fois l'énergie finale et le temps de vie de la particule. Si le plasma a réellement une structure magnétique assimilable à la structure idéale (surfaces toriques emboitées de mêmes axes) une telle description est adéquate. Il est probable, toutefois, que cette structure soit très différente (voir chapitre II A b.2) et on introduit pour cette raison une autre définition du temps de vie des E.D. qui s'inscrit cette fois dans un cadre probabiliste.

b - Temps de vie turbulent $\tau_{E.D.}$

On a vu au chapitre II A b, c que l'altération de la structure magnétique idéale se traduit par un transport radial, différent du transport classique. En particulier la stochastisation des lignes magnétiques, introduit une diffusion transversale des électrons qui ne peut être décrite de façon déterministe. La description que l'on introduit ici, fait l'hypothèse que la structure magnétique est fortement stochastisée et donc que les E.D. peuvent diffuser dans tout le plasma. Cela permet de les traiter globalement avec une méthode probabiliste.

On définit un temps de vie global $\tau_{E.D}$ des électrons découplés, indépendant de l'espace, du temps et de l'énergie, par la probabilité dt''/τ_{ED} qu'un électron découplé disparaisse du plasma entre t" et t' + dt" (sachant qu'il s'y trouve à l'instant t"). Remarquons que cela revient à admettre que deux E.D. nés au même instant et au même rayon (mais pas au même point) ne voient que la turbulence locale et n'auront pas le même décentrement à un instant ultérieur.

Ainsi, la probabilité qu'un électron né en t' soit encore présent dans le plasma à l'instant ultérieur t" s'écrit :

$$P(t', t'') = \exp\left(-\frac{t''-t'}{\tau_{ED}}\right) \qquad (3\text{-}37)$$

Soit s' (t') le nombre d'électrons découplés formés par unité de temps à l'instant t' (relation 3.9). Si l'on admet que tous les E.D. déconfinés frappent le diaphragme (ce qui est confirmé par l'expérience pour des énergies supérieures au MeV (chapitre VII), on peut définir le spectre des E.D. ayant frappé le diaphragme à l'instant t" dans l'intervalle dt", par

$$s'(t)\ P(t', t'')\ \frac{dt''}{\tau_{E.D.}} = s'(t')\ \exp\left(-\frac{t''-t'}{\tau_{ED}}\right)\ \frac{dt''}{\tau_{ED}} \qquad (3\text{-}38)$$

qui est le nombre d'électrons d'énergie comprise entre E (t', t") et E (t',t" +dt"). Etant donné que la relation (3.9ter) est une relation biunivoque entre E et le temps t', il est en principe possible de mettre (3.38) sous la forme S (E, t") dEdt". Cette opération est complexe si U (t) est quelconque (ce qui est en général le cas) et sera effectué numériquement (chapitre X b).

A l'instant t_F de fin de décharge, vient s'ajouter à ce spectre, celui des électrons découplés qui n'ont pas encore eu le temps de diffuser jusqu'au diaphragme, et qu'on envoie brutalement dessus. Ce spectre est défini comme précédemment, par le nombre d'E.D. d'énergie comprise entre E (t', t_F - dt") et E (t(, t_F) :

$$s'(t)\ P(t_F, t) = s'(t')\ \exp\left(-\frac{t_F-t'}{\tau_{ED}}\right) \qquad (3\text{-}39)$$

On verra au chapitre IX qu'il est possible de calculer, l'activation induite dans un échantillon par le spectre d'électrons que l'on vient d'écrire et donc d'avoir l'activation paramétrée par le temps de vie global τ_{ED}. La comparaison avec l'activation expérimentale permet ensuite d'estimer τ_{ED}.

c - Comparaison des deux descriptions

On dispose donc de deux descriptions : l'une déterministe (qu'on dénommera classique), l'autre propabiliste (qu'on dénommera turbulente). Etant toutes deux destinées à être confrontées à l'expérience on est tenté de s'interroger sur leur spécificité. On peut en effet se demander si expérimentalement, la mesure du spectre des E.D. (ou d'une quantité en dépendant) permettra de distinguer les deux descriptions sans ambiguité.

On considère un profil radial de taux de création gaussien, piqué au centre du plasma (cf. figure 3.4) et on admet qu'il ne change pas d'allure au cours du temps. On considère par ailleurs que ce taux de création évolue temporellement comme indiqué sur la figure 3.7 . Voyons dans ces conditions, quels spectres d'E.D. on obtient avec les deux descriptions; plus précisement on va exprimer :

- le spectre d'E.D. qui ont frappé le diaphragme à l'instant t. C'est ce spectre qu'on mesure à l'aide de la spectrométrie par activation résolue dans le temps (Chapitre VI).

- le spectre des E.D. qui sont déconfinés en fin de décharge (c'est à dire qui sont encore confinés juste avant la fin de la décharge).

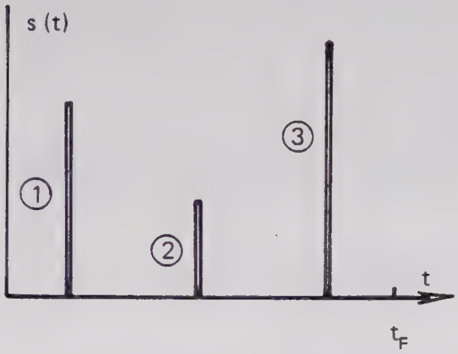


Figure 3.7 : Evolution temporelle (fictive) du taux de création intégré spatialement. La décharge se termine en t_f .

- Description classique : Les figures 3.8 (a) à (d) montrent l'évolution temporelle du spectre des E.D. ayant frappé le diaphragme depuis le début de la décharge. Quatres instants successifs dans la décharge ont été représentés: avant l'arrivée du premier groupe d'électrons; après l'arrivée des électrons du groupe 1 issus des rayons les plus périphériques mais avant l'arrivée de ceux issus du centre;après l'arrivée des electrons les plus périphériques du groupe 2 mais avant ceux du centre (à noter que cet instant se situe également après l'arrivée des électrons du groupe 1 issus du centre); après la fin de la décharge (on remarque que les électrons du groupe 2 issus du centre ont eut le temps d'atteindre le diaphragme mais pas ceux du groupe 3). Les énergies et temps de vie minimaux E_m et τ_{cm} sont fixés par le rayon maximum du taux de création (au delà duquel il est nul) alors que les énergie et temps de vie maximaux E_M et τ_{cM} caractérisent les électrons venant du centre du plasma.

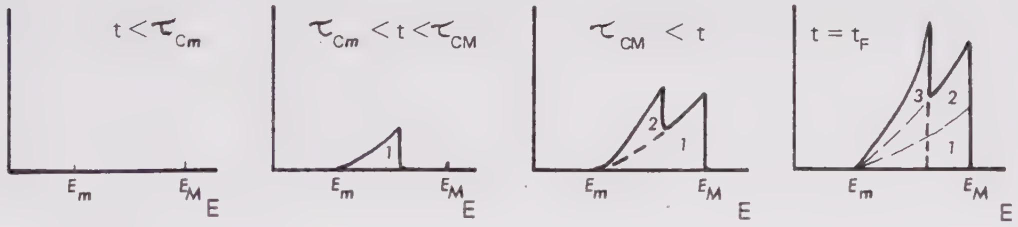


Figure 3.8 : Evolution temporelle du spectre des E.D. ayant frappé le diaphragme depuis le début de la décharge, calculé avec la description classique.

- Description turbulente : Sur la figure 3.9 est montrée l'évolution temporelle du spectre des E.D. qui ont frappé le diaphragme depuis le début de la décharge, calculée avec la description turbulente. L'évolution temporelle du spectre des E.D. confinés jusqu'en fin de décharge (et donc déconfinés en t_F) , calculé dans les mêmes conditions , est montrée sur la figure 3.10. Ce spectre vient s'ajouter en fin de décharge, au spectre des E.D. déconfinés de la figure 3.9 (ce sont les créneaux sur le dernier dessin). Sur la figure 3.10, les instants représentés sont les mêmes que sur la figure 3.8 .

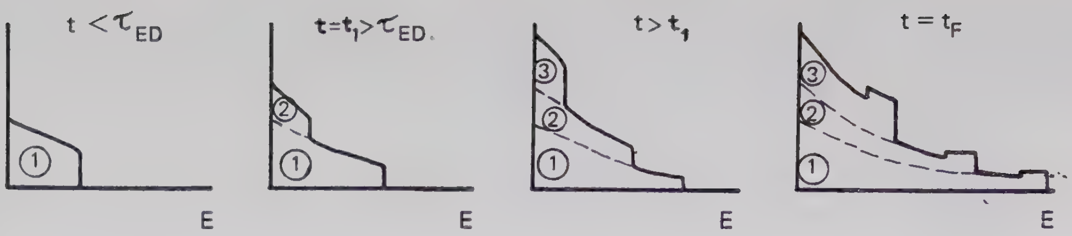


Figure 3.9 : Spectre des E.D. déconfinés depuis le début de la décharge , calculé avec la description turbulente.

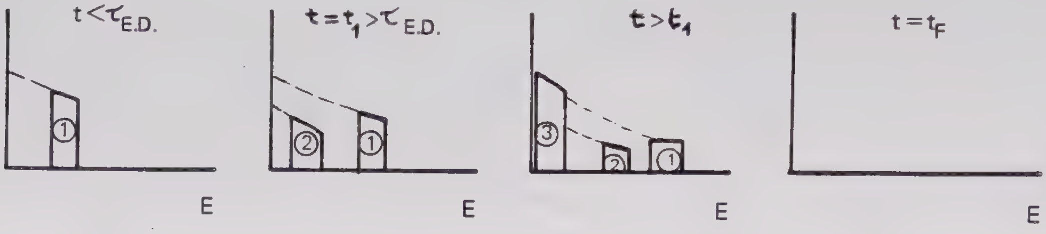


Figure 3.10 : Spectre des E.D. confinés (cas turbulent).

Il faut remarquer que le spectre des E.D. perdus sur le diaphragme depuis le début de la décharge est toujours décroissant en cours de décharge, quelle que soit la valeur de τ_{ED} (quand $\tau_{ED} \rightarrow +\infty$ le spectre tend vers l'horizontale) et la dépendance temporelle du taux de création. Au contraire, le spectre à $t = t_F$ est modulé par le profil du taux de création par l'intermédiaire des E.D. confinés jusqu'en fin de décharge, et il peut prendre des allures très différentes. On peut s'en rendre compte en particulier sur la figure 3.11 qui montre l'évolution temporelle du spectre des E.D. déconfinés depuis le début de la décharge pour un taux de création décroissant dans le temps et un temps de vie τ_{ED} très grand. Il y a donc une grande différence dans les résultats de la description turbulente, selon qu'on se place en cours ou en fin de décharge.

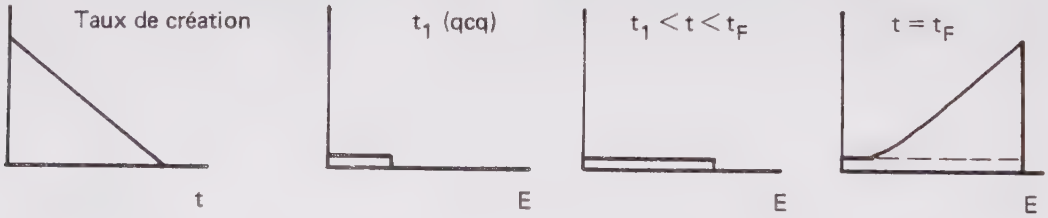


Figure 3.11 : Spectre des E.D. déconfinés depuis le début de la décharge pour un taux de création décroissant et τ_{ED} très grand .

- Conclusion

Il est nécessaire de comparer séparément les résultats en cours de décharge et ceux à $t = t_F$.

En cours de décharge, il est impossible d'obtenir avec la description turbulente, un spectre de type classique. En fin de décharge, on peut par contre obtenir un spectre de type classique avec la description turbulente, mais la signification de la pente du spectre est différente, puisque dans le cas classique elle dépend du piquage du profil radial de taux de création ,alors que dans le cas turbulent elle dépend du profil temporel de celui-ci(qui doit pour cela être décroissant).

Pour clore ce paragraphe, on peut dire que les description classique et turbulente sont complémentaires en cours de décharge, si le taux de création d'E.D. est central (ce qui est en général le cas sur les tokamaks). En fin de décharge il

faut être prudent dans l'interprétation des spectres mesurés, car les deux descriptions donnent des résultats assez similaires mais d'origine différente. La discution entamée ici sera poursuivie au chapitre X, lors du dépouillement des résultats expérimentaux, et on y ajoutera en particulier des arguments sur le comportement des photoneutrons et de l'activation.

F) Energie limite

On montre dans ce paragraphe, qu'il existe une énergie limite au delà de laquelle la puissance perdue par rayonnement synchrotron, est supérieure à celle acquise sous l'effet du champ électrique accélérateur. La puissance toatale rayonnée par l'électron du fait de son mouvement hélicoïdal est[26]:

$$P = \frac{e^2}{6\,\tau\,\epsilon_o\,C}\,\gamma^4\left[\left(\frac{d\vec{\beta}}{dt}\right)^2 + \gamma^2\left(\vec{\beta}\cdot\frac{d\vec{\beta}}{dt}\right)^2\right]$$

qui se simplifie à son premier terme si la variation du module de la vitesse est négligeable ($\vec{\beta}\cdot d\vec{\beta}/dt = 0$)

La position de l'électron est obtenue en composant les mouvements de larmor, du centre guide (vitesse c) et de dérive verticale (vitesse V_d) et s'écrit :

$$r = (R + \rho_c \cos\omega_c t)\left(\cos\frac{c}{R}t + \sin\frac{c}{R}t\right) + \rho_c \sin\omega t + V_D\, t$$

En dérivant deux fois par rapport au temps du laboratoire et en moyennant sur le mouvement cyclotronique on aboutit à :

$$P = \frac{e^2}{6\,\pi\,\varepsilon_o\,c}\,\gamma^4\left[\beta_\perp^2\,\omega_c^2 + \frac{c^2}{R^2}\left(1 + 3\beta_\perp^2\right) + \frac{c^2}{R^2}\,\frac{\rho_c^2}{2R^2}\right] \qquad (3\text{-}40)$$

(MKSA)

avec $\omega_c^2 = \frac{1}{2}\left(\gamma_{CR}^2 - 1\right)\frac{c^2}{\rho_c^2}$ où γ_{CR} est défini sous la relation 3. 5 .

Typiquement : Si on prend les conditions habituelles $\rho_c = 1.3\ 10^{-4}$ cm $R = .98$ m, $B_T = 4$ T, $\gamma_{CR} = 1.13$ et $\beta_\perp = v_\perp / c$ et $\omega_c = eB/m\gamma = 7.10^{11}/\gamma\ (s^{-1})$, la relation (3-40) devient :

$$P = 3.46\ 10^{-14} + 2\ 10^{20}\,\gamma^2 + 4.8\ 10^{-20}\,\gamma^4 \qquad (W)$$

En égalant, cette puissance perdue à la puissance acquise sous l'effet du champ électrique, ecU on obtient finalement l'énergie à laquelle les pertes équilibrent le gain : $\gamma = 95$ ($E_e = 48$ MeV) (pour $U = 3.25\ 10^{-1}$ V/m)

Donc dans les conditions habituelles de décharges qui sont utilisées dans cette thèse, l'énergie des électrons découplés est limitée à environ 50 MeV par le rayonnement synchrotronique. Remarquons qu'au paragraphe E.a) on a défini une autre limitation de l'énergie par l'intermédiaire du modèle de trajectoires classiques. Cette limite est maximale pour un électron créé au centre et vaut typiquement 50 MeV. On voit donc que si le comportement des E.D. est à peu près classique, leur énergie maximale n'atteint jamais la limite synchrotron. Dans le cas turbulent, seule la limite synchrotron intervient.

G) Impact sur le diaphragme

Les résultats expérimentaux du chapitre X-B relatifs à la distribution des impacts d'électrons découplés sur le diaphragme, nécessitent, pour leur interprétation, une description réelle de l'impact et en particulier de

l'angle d'incidence de l'électron sur une surface plane parallèle à l'axe magnétique. Dans la configuration magnétique idéale cette surface est tangente à une surface magnétique et à la surface de precession d'un électron découplé sur le point de faire un impact. La situation d'impact est alors schématisée sur la figure 3.12 et l'angle d'incidence θ_e de l'électron sur la surface ne dépend que de l'angle θ_{ec} dû au mouvement Larmor (voir aussi l'hodographe de la figure 3.13). Lorsque la configuration magnétique est perturbée (ripple ou turbulence) l'orbite du centre guide n'est plus parallèle à la surface d'impact et l'angle d'incidence θ_e dépend maintenant de θ_{cG}, l'angle que fait l'orbite du centre guide avec la surface. Ainsi on a $\theta_e = \theta_{ec} + \theta_{cG}$. On va traiter ces deux contributions séparément en considérant d'abord la trajectoire du centre guide comme parallèle à la surface ($\theta_{cG} = 0$). La figure 3.12 montre le cadre dans lequel on se place alors pour calculer θ_e.

L'axe X est pris codirectionnel avec la coordonnée radiale R du tore, dans le plan équatorial et perpendiculaire à la surface d'impact représentée par le plan (y, z). Le centre guide se déplace dans une direction parallèle à l'axe Z. La rotation de larmor est un cercle en projection sur le plan (x,z).

L'angle d'impact θ_{ec} de l'électron est montré sur l'hodographe de la figure 3.13 La vitesse v d'un électron d'énergie supérieure au MeV peut être considérée comme égale à la vitesse de la lumière $|\vec{v}| = c$, et se décompose en vitesse parallèle $v_{/\!/} = v_z$ et perpendiculaire $v_\perp = v_c$ qui est la vitesse de rotation de larmor (dans la suite, on utilisera les rapports $\beta_{/\!/} = v_{/\!/} / c$ et $\beta_\perp = v_\perp / c$). L'angle d'impact θ_{ec} est celui que fait le vecteur $\vec{v}$ avec la surface d'impact.

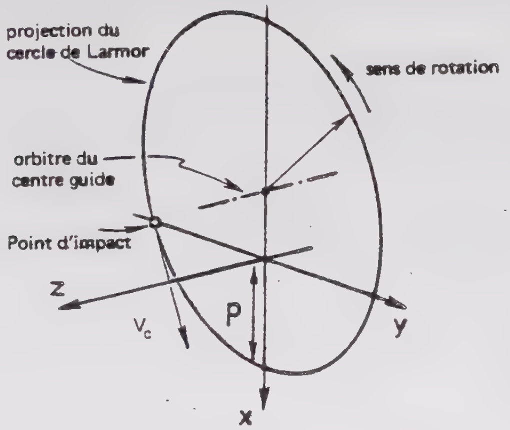


Figure 3.12 : Géométrie d'impact lorsque θ_{CG}=0.

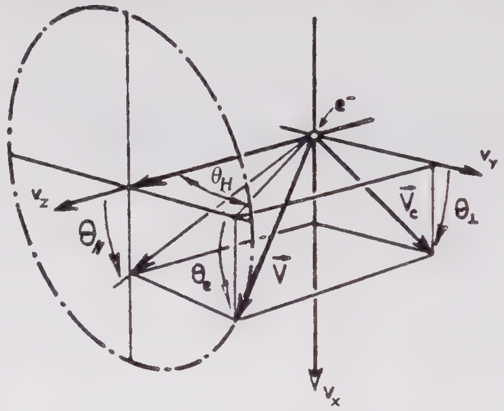


Figure 3.13 : Hodographe au moment de l'impact.

On définit les angles $\theta_{/\!/}$ et $\theta_\perp$, qui sont respectivement les angles que font avec la surface, les projections $v_{/\!/}$ et V_c du vecteur vitesse, par les relations:

$$\begin{cases} \sin\theta_\perp = \sin\theta_{ec}/\beta_\perp & (3\text{-}41) \\ \sin\theta_{/\!/} = \sin\theta_{ec}/\beta_{/\!/} & (3\text{-}42) \end{cases}$$

D'après les figures 3.12 et 3.13 on a par ailleurs la relation :

$$\cos\theta_\perp = 1 - p/\rho_c \qquad (3.43)$$

p étant la pénétration de l'orbitre de larmor dans la surface. En éliminant $\theta_\perp$ de (3.41) et (3.43) on obtient l'expression de θ_{ec}.

$$\theta_{ec} = \text{Arcsin}\left[\beta_\perp\left(\frac{p}{\rho_c}\left(2 - \frac{p}{\rho_c}\right)\right)^{1/2}\right] \quad (\text{rd}) \qquad (3\text{-}44)$$

comme $0 \leqslant p \leqslant 2\rho_c$ cela entraîne $0 \leqslant \theta_{ec} \leqslant \text{Arcsin}\,\beta_\perp$. On verra (relation 3.36 bis) que $\beta_\perp$ est de l'ordre de 6.10^{-2} pour un électron de 5 MeV et de 2.10^{-2} à 20 MeV ce qui donne respectivement $0 \leqslant \theta_{ec} \leqslant 3.4°$ et $0 \leqslant \theta_{ec} \leqslant 1.15°$.

Avec un angle θ_{ec} ausi faible on peut identifier θ_{ec} et $\theta_{/\!/}$ (relation 3.42). En effet, d'après (3.13) $\beta_{/\!/}$ =.994 si $\beta_{\perp} = 6.10^{-2}$ et $\gamma = 11$, et l'erreur que l'on commet en prenant $\theta_{ec} = \theta_{/\!/}$ est inférieure à 1 %. Ceci simplifie considérablement le calcul de l'angle d'incidence quant $\theta_{cG} \neq 0$ puisque la contribution due à l'inclinaison de la trajectoire du centre guide est alors directement θ_{cG}. L'angle d'incidence θ_e s'écrit donc :

$$\theta_e = \theta_{cG} + \theta_{ec}$$

Le fait qu'on puisse prendre $\theta_{ec} = \theta_{/\!/}$ entraine que l'impact d'un électron peut être traité dans un modèle à deux dimensions. En est-il de même pour l'ensemble des électrons incidents sur le diaphragme ? Oui si les projections des trajectoires de centre guide sur la surface d'impact, sont à peu près parallèles au moment où l'électron correspondant fait un impact (cf. figure 3.9). C'est à peu près le cas si les orbites de centre guide sont classiques (relation 3.13) et si les électrons viennent de la région centrale du plasma. En effet, la relation (3.16) montre que le rayon ρ de ces trajectoires est alors de l'ordre de $r_L/2$ (10 cm) et par ailleurs leur hélicité est de l'ordre du facteur de sécurité au bord.

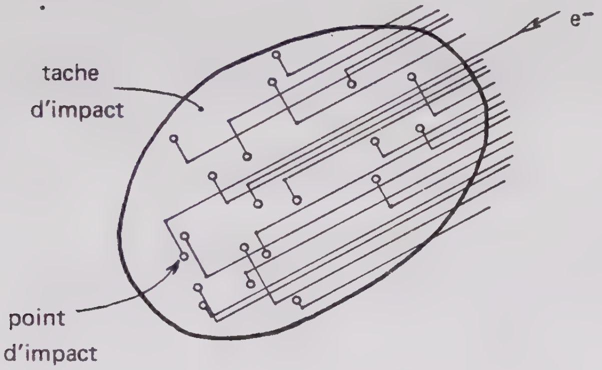


Figure 3.9 : *Zone d'impact des E.D. vue de dessus. On a représenté en projection sur la surface d'impact la trajectoire du centre guide, le point d'impact et le rayon de Larmor à l'impact.*

CHAPITRE IV - Les phénomènes secondaires, liés aux électrons découplés

Dans ce chapitre, on passe en revue tous les phénomènes secondaires liés à la présence d'électrons découplés dans une décharge tokamak. Certains d'entre eux ne seront pas exploités expérimentalement dans cette thèse, et la lecture de ce chapitre n'est pas indispensable à la compréhension de la suite. Il suffira au lecteur de s'y reporter lorsque le texte l'y invitera. On traitera successivement l'interaction des électrons découplés avec les particules du plasma pendant la période d'accélération, puis avec les parois et surtout avec le diaphragme dans lequel ils frappent lorsqu'ils sont déconfinés. Tout au long de l'exposé, on gardera à l'esprit une caractéristique des électrons découplés, qui fait que leurs intéractions diffèrent de celles des électrons thermiques : leur énergie est comprise entre une centaine de KeV et plusieurs dizaines de MeV.

L'exposé de chaque type d'intéraction comporte une description du phénomène et des effets induits suivie d'exemples d'utilisation de ces derniers pour l'étude des électrons découplés. La partie descriptive contient de nombreux rappels quantitatifs relatifs au phénomène décrit, qui seront utilisés dans la seconde partie de la thèse, pour l'interprétation des mesures.

A) Intéractions des électrons découplés avec le plasma

a.1) Ionisation et Bremsstrahlung

On a vu que par définition, un électron découplé n'intéragit que faiblement avec les ions et les électrons du plasma. Néanmoins il cède une partie de son énergie par ionisation et par rayonnement de freinage (BREMSSTRAHLUNG). Ces phénomènes seront décrit plus en détail au paragraphe sur les intéractions avec le diaphragme (IV Ba) où on donne en particulier une expression de l'énergie perdue par unité de longueur par un électron relativiste se propageant dans un milieu de $\rho\ Z\ N_A/A$ particules par unité de volume (ρ = densité, z = numéro atomique, A = masse atomique, N_A = nombre d'Avogadro).

Dans un plasma le nombre de particules par unité de volume s'écrit $n_e\ Z_{eff}^{1/2}$ et le taux perte devient :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_p = 7.3\ 10^{-27}\ n_e\ Z_{eff}^{1/2}\ R\ (\ln \gamma + .36)\ (\gamma^{1/2}\ Z_{eff} + 1600) \qquad (4\text{-}1)$$

(MeV/cm) $\qquad$ (cm^{-3}) $\qquad$ (cm)

où R est le grand rayon de la trajectoire de l'électron et $\gamma = E_e/m_o c^2 + 1$
Typiquement, pour R = 98 cm, Z_{eff} = 1, $n_e = 2.10^{13}\ cm^{-3}$, un électron de E_e = 10 MeV (γ = 21) perd $8\,10^{-8}$ MeV en un tour toroïdal($2\ \pi$ R). Remarquons que, simultanément, il gagne $2\,10^{-6}$ MeV par tour de la part du champ électrique (relation 3.36) ce qui montre bien que les pertes sont négligeables.

Dans l'expression (4-1) le terme en $\gamma\ Z_{eff}$ provient du bremsstrahlung et est en général petit devant l'ionisation (terme 1600...) mais bien que faible, la mesure du rayonnement de freinage peut servir à diagnostiquer les E.D. dans le plasma. Le Bremsstrahlung sur le plasma est mesurable à l'aide du détecteur photosensibles de type scintillateur N_a I [11], ou chambre d'ionisation [27]. Un intense rayonnement gamma provenant de l'intéraction du plasma avec les parois et le diaphragme, rendent cette mesure très délicate, et c'est sans doute pour cette raison qu'aucune mesure de Bremsstrahlung du plasma n'a été réalisée pour des énergies de photons supérieures à 1 MeV.

Une mesure d'un spectre de photons d'énergie comprise entre 100 et 900 KeV a été faite sur T.F.R. avec un scintillateur 1.5" x 1.5" et est montré sur la figure 4.1 [29].

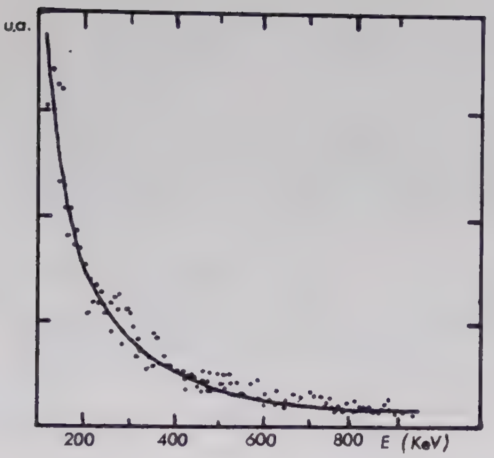


Figure 4.1 : *Spectre d'énergie des photons émis par rayonnement de freinage des électrons découplés sur le gros du plasma dans TFR [29].*

La déconvolution d'un tel spectre de photons, en spectre d'électrons est possible puisque la section efficace du processus est connue.[30] On devrait même pouvoir, avec une visée collimatée, obtenir une distribution spatiale des électrons découplés, moyennant une inversion d'Abel, mais cela n'a jamais été réalisé.

a.2) Rayonnement synchrotronique

L'émission cyclotronique est modifiée par la présence d'électrons suprathermiques (dont la présence indique celle d'E.D.) dans le plasma. On a vu que tout électron est animé d'une rotation de larmor autour du centre guide, de fréquence $\omega_{co} = eB/m$, et émet donc du rayonnement à cette même fréquence ainsi qu'à ses harmoniques. Le champ magnétique étant en 1/R, l'intensité et la fréquence d'émission varient en fonction de la position radiale de l'électron. Pour des électrons thermiques (d'énergie nettement inférieure à F_{CR}) l'émission correspond à celle d'un corps noir. L'augmentation de température des électrons conduit à une émission de plus en plus forte aux harmoniques élevées et à un élargissement autour de celles-ci.

Ainsi la mesure des spectres d'émission cyclotronique, donne en principe, accès à la distribution énergétique et spatiale des électrons découplés, et elle est utilisée en pratique aux énergies intermédiaires (50 à 1000 KeV) [31]. La figure (4.2) montre le comportement du rayonnement cyclotronique pour des électrons thermiques et suprathermiques [31].

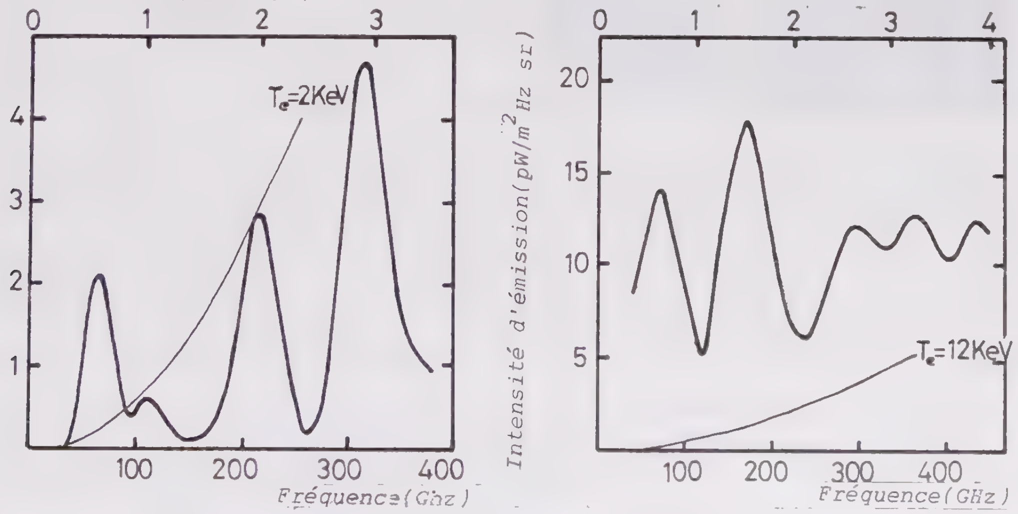


Figure 4.2 : *Spectres d'émission du plasma au voisinage de la fréquence cyclotronique électronique*
(a) B_T*=39.5 kG ;* n_e*=3.5* 10^{13} cm^{-3}
(b) B_T*=40 kG ;* n_e*=0.9* 10^{13} cm^{-3}

B) Intéraction des électrons découplés avec les parois

a - Intèraction avec le diaphragme

La principale intéraction des E.D. a lieu avec le diaphragme qui est en principe, le seul point de matière dense, en contact direct avec le plasma. Divers mécanismes de transport transversal (dérive, diffusion cf chapitre III) les éloignent progressivement des lignes de champs magnétiques le long desquelles ils se déplaçaient au moment du découplage et les entrainent vers la périphérie du plasma.

L'énergie qu'ont les E.D. au moment où ils frappent le diaphragme dépend essentiellement du temps pendant lequels ils ont été en accélération, c'est-à-dire, à la fois du rayon auquel ils se sont découplés et de la durée du transport transversal. Elle va de l'énergie critique E_{CR} à quelques dizaines de MeV. Ceci implique une grande variété de phénomènes d'intéraction avec le métal du diaphragme : fusion thermique, rayonnement X - dur, photodissociation) (photoneutrons et activation).

a.1) Erosion du diaphragme extérieur

Elle est due principalement aux électrons découplés d'énergie inférieure à 10 MeV comme on le verra par la suite (cf. chapitre VI.2) Cet effet est directement visible sur le diaphragme (ou sur toute cible mise en contact volontaire ou non avec le plasma) et se traduit par des altérations diverses de la surface du métal. La figure 4.3 montre l'état d'un diaphragme extérieur de T.F.R. après quelques mois d'utilisation. On remarque les coulées de métal sur la face avant et sur la joue latérale.

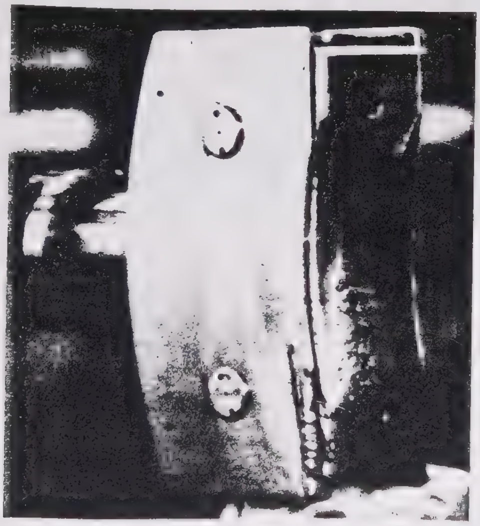


Figure 4.3 : Etat de surface d'un diaphragme de TFR.

Une étude très complète de l'état de surface du diaphragme du tokamak P.L.T. [32] fait apparaître, que parmi toutes les formes d'altérations, seule la fusion par "éclaboussure" (splatter type) localisée dans le plan équatorial côté extérieur, serait imputable aux électrons découplés. L'observation de l'évolution de la température d'un point du diaphragme extérieur, ou des isothermes à sa surface [33] et leur corrélation avec l'émission X ou des photoneutrons (que l'on verra plus loin)serait un moyen de mesure de la puissance déposée par les électrons découplés.

a.2) Transport des électrons découplés dans le diaphragme

Les mécanismes qui font perdre à l'électron son énergie lorsqu'il pénètre dans la matière dense sont de quatre types.

- Le phénomène dominant est généralement la collision inélastique avec les électrons liés des atomes de la cible : il y a alors ionisation et excitation.

- deuxième phénomène : un électron peut subir une collision inélastique sur un noyau, au cours de laquelle il est défléchi et perd une partie de son énergie par rayonnement de freinage.

- un troisième type d'intéraction est la collision élastique avec un noyau, au cours de laquelle il y a déflexion mais pas émission de rayonnement.

- le dernier type d'intéraction est la collision élastique avec les électrons du cortège. L'énergie perdue est très faible et en général inférieure à l'énergie potentielle d'excitation la plus basse. Ces collisions ne jouent un rôle qu'à très basse énergie ($<$ 100 eV) et ne nous concernent pas.

Les pertes énergétiques sont principalement dues aux collisions inélastiques et les déviations angulaires aux collisions élastiques avec les noyaux.

Pertes énergétiques

Les pertes énergétiques par ionisation et bremsstrahlung sont données dans l'approximation de BETHE-HEITLER [37] dans le cas d'un électron relativiste.

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{rad} + \left(\frac{dE}{dX}\right)_{coll} = 7.10^{-4}\,\frac{\rho Z}{A}\,(\ln\gamma + .36)\,(\gamma Z + 1600)$$

$$\text{et}\quad \left(\frac{dE}{dX}\right)_{rad} \Big/ \left(\frac{dE}{dX}\right)_{coll} = \frac{\gamma Z}{1600} \qquad (4.2)$$

pour fixer les idées dans le nickel (Z = 28) les pertes par collision et radiation sont égales pour un électron de 28 MeV. Pour des énergies inférieures les collisions dominent. A 28 MeV l'électron perd 20 MeV/cm. La distance d'arrêt est donnée pour quelques énergies d'électron dans le nickel sur la figure 4.4.

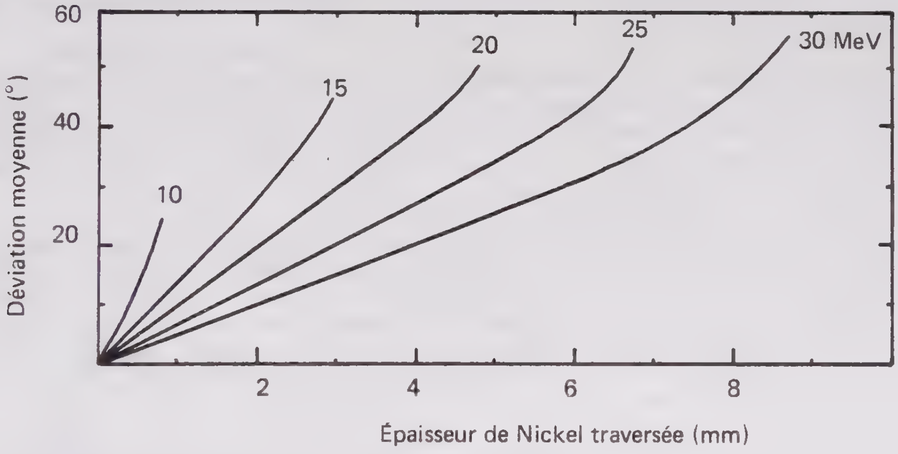


Figure 4.4 : Déviation moyenne d'un électron en fonction de l'épaisseur traversée. Le point d'arrêt de chaque courbe représente le parcours maximum de l'électron.

Déviation de l'électron

- déviation collisionnelle

La déviation collisionnelle moyenne d'un électron en cible épaisse a été étudiée par Molière [38] et le calcul en sera exposé au Chapitre X la figure 4.4 donne pour une cible en nickel, la déviation moyenne d'électrons de 10 à 30 MeV en fonction de l'épaisseur qu'ils ont traversé.

- déviation magnétique

A l'intérieur de la cible, l'électron reste soumis au champ magnétique et continue sa rotation cyclotronique. La déviation due à cet effet s'écrit :

$$\bar{\Phi} = \omega_L\, t = \frac{eB}{\gamma\, m_o}\,\frac{\varepsilon}{c} = 5.87\,\frac{B\,\varepsilon}{\gamma} \qquad [\text{cm, T}]\,[\text{rd}] \qquad (4\text{-}3)$$

où ε est l'épaisseur de cible traversée. Pour un électron de 20 MeV (γ = 41) la déviation est de 16° avec ε = .5 cm et B = 4 Tesla.

L'ionisation et l'excitation en surface sont responsables de la fusion thermique vue au paragraphe précédent. En profondeur ces phénomènes sont difficilement mesurables et ne seront pas considérés dans notre travail.

Bremsstrahlung

Les conséquences de la collision inélastique avec les noyaux des atomes du diaphragme sont très intéressantes pour l'étude des électrons découplés. On a vu que l'intéraction produit du rayonnement de freinage comme sur le plasma mais à la différence que la cible est ici beaucoup plus dense et épaisse. Le problème du calcul de la distribution énergétique et angulaire des photons de bremsstrahlung en cible épaisse sera exposé en détail chapitre X et on se contentera ici d'en tracer les grandes lignes. Le premier pas consiste à traiter la cible épaisse comme une succession de cibles minces, dans chacune desquelles, l'électron perd de l'énergie par bremsstrahlung et subit des déflexions. A la sortie de chaque cible mince on calcule les distributions angulaires et énergétiques des électrons et des photons de bremsstrahlung.

Le nombre de photons émis avec une énergie comprise entre $E\gamma$ et $E\gamma + dE\gamma$ par unité d'angle solide dans la direction ψ par rapport à la direction de l'électron est alors donnée par la section efficace 2BN (B = Born, N = Nonscreened) [39]. L'expression 2BN est valable sous les hypothèses suivantes :

- cas relativiste $E_e > 1$ MeV (c à d. $v \simeq c$)

- approximation de BORN : on suppose que la vitesse de l'électron avant et après un choc a peu changé et est proche de la vitesse de la lumière. Elle est applicable si $2\pi Z \ll 137\ v/C$ c'est-à-dire dans notre cas (Z = 28) $v/c \gg 1.3$, et on se trouve donc en dehors du domaine de validité. Des études faites sur l'or (Z = 79) montrent cependant que l'approximation donne une appréciation acceptable de l'expérience [39].

- on considère que l'écrantage du noyau diffuseur par les électrons du cortège est faible ce qui s'exprime par l'inégalité $137\ Z^{-1/3} \gg E_e\ E_{eo}/E\gamma$ où E_e, E_{eo} et $E\gamma$ sont respectivement les énergies initiales et finales de l'électron et celle du photon émis. Pour Z = 28 $\rightarrow 416 \gg E_e\ E_{eo}/E\gamma$. Ceci signifie qu'on fait une erreur importante lorsque $E_\gamma \simeq E_e$.

Le nombre de photons émis dans une certaine direction, derrière la cible totale est alors la somme des photons produits par chaque tranche dans cette direction (à condition que le parcours total de l'électron ne soit pas trop grand par rapport à la distance de la cible au point d'observation). Il est ainsi possible de calculer les distributions énergétiques des photons de bremsstrahlung produites par des spectres monoénergétiques d'électrons et d'ajuster une combinaison linéaire de celles-ci à une distribution de photons expérimentale.

Les figures 4.5 et 4.6 montrent des spectres de bremsstrahlung expérimentaux et calculés, provenant de ralentissement de faisceaux monoénergétiques d'électrons de 10 et 20 MeV dans des cibles épaisses l'aluminium et d'or.

Le lobe de rayonnement est très directif autour de la direction d'incidence des électrons comme le montre la figure (4.7). L'angle moyen des photons de bremsstrahlung avec la direction de l'électron initial, est donné par la relation semi-empirique [44] suivante :

$$\underset{(rd)}{\bar{\theta}_b} = \frac{29.3}{\underset{(MeV)}{E_e}} + (5.76 - 1.32 \ln E_e) \exp\left(-\frac{2.2\ 10^{-2}}{\underset{(cm)}{\varepsilon}}\right) \qquad (4.5)$$

où ε est l'épaisseur de cible traversée. Pour un électron de 20 MeV et une cible de 5mm, $\bar{\theta}_b$ = 3.3°.

Avant d'être accessible à la mesure, ces photons doivent traverser une certaine quantité de matière dense, formée par le diaphragme et les structures de la machine, et ils subissent donc à leur tour des intéractions dont on verra plus loin la teneur (IV B a.3).

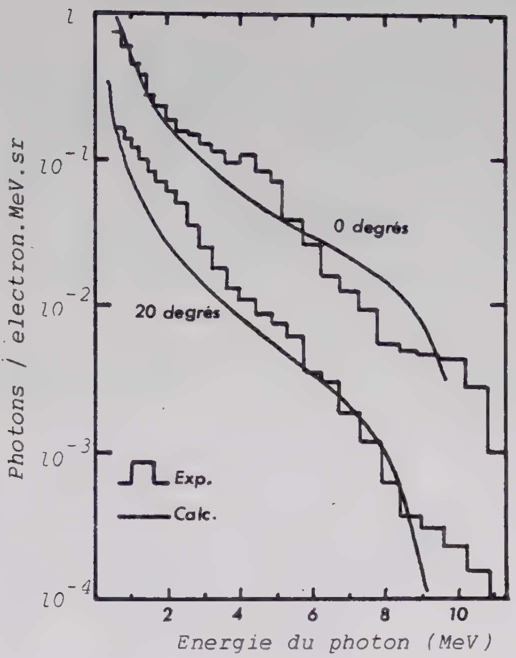


Figure 4.5 : Spectres de Bremsstrahlung dans deux directions différentes, provenant du ralentissement d'électrons de 10 MeV dans une cible d'Al de 4.67g/cm^2 d'épaisseur [40] .

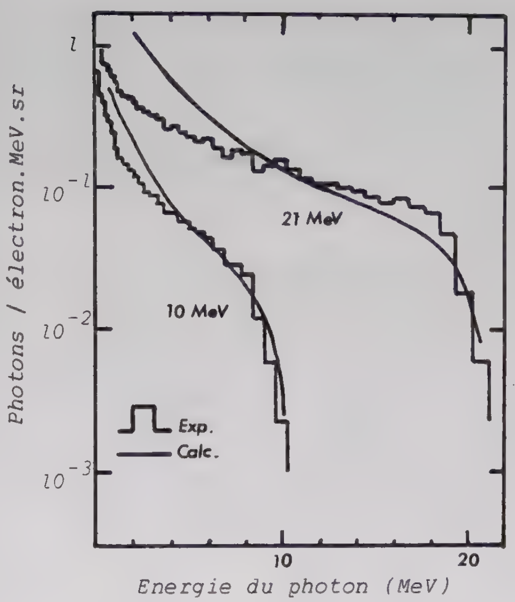


Figure 4.6 : Spectres de Bremsstrahlung pour des électrons de 10 et 21 MeV ralentis dans une cible de W de .735g/cm^2 (+filtre Al de 7.72g/cm^2) d'épaisseur. [41]

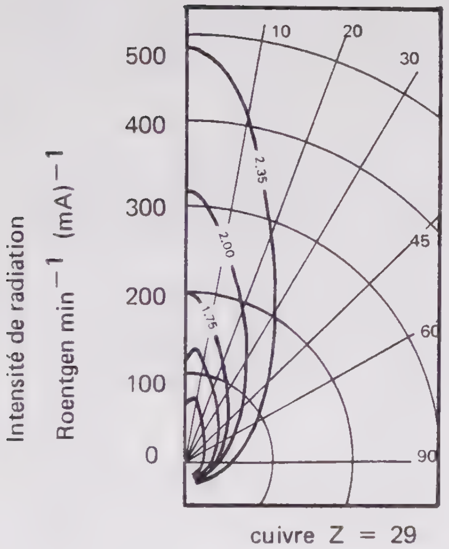


Figure 4.7 : Intensité et distribution angulaire du Bremsstrahlung produit par le ralentissement d'électrons de 1.25 à 2.35 MeV dans une cible de cuivre d'épaisseur légèrement supérieure à la portée des électrons [43].

Des mesures du rayonnement X-durs, ont été faites sur pratiquement tous les tokamaks existants, et peuvent être résumées en se référant à la thèse de J. ZWEBEN [11] où l'étude des électrons découplés est basée sur la mesure du rayonnement X-durs, dont il utilise à peu près toutes les facettes :

- un spectre des X-durs en fonction de l'énergie, peut-être déconvolué à l'aide d'un code numérique, qui ajuste une combinaison linéaire d'électrons monoénergétiques, aux points expérimentaux (figure 4.8). L'inconvénient majeur de la méthode est que la déconvolution n'est possible que pour des électrons dont l'énergie est supérieure à la moitié de l'énergie maximale du spectre X-durs [11].

- la mesure de flux X-durs en fonction du temps permet de distinguer divers régimes de décharge et donne la chronologie d'impact des électrons pondérée par leur énergie (figure 4.9).

- la mesure du spectre X-durs en énergie, en différents instants de la décharge donne des informations sur l'énergie maximale des E.D. et donc un moyen de tester des modèles d'accélération et de confinement. (figure 4.10).

Pour donner un maximum d'informations, un système de détection des X-durs doit comporter une mesure séparée du flux et de spectres en plusieurs instants de la décharge.

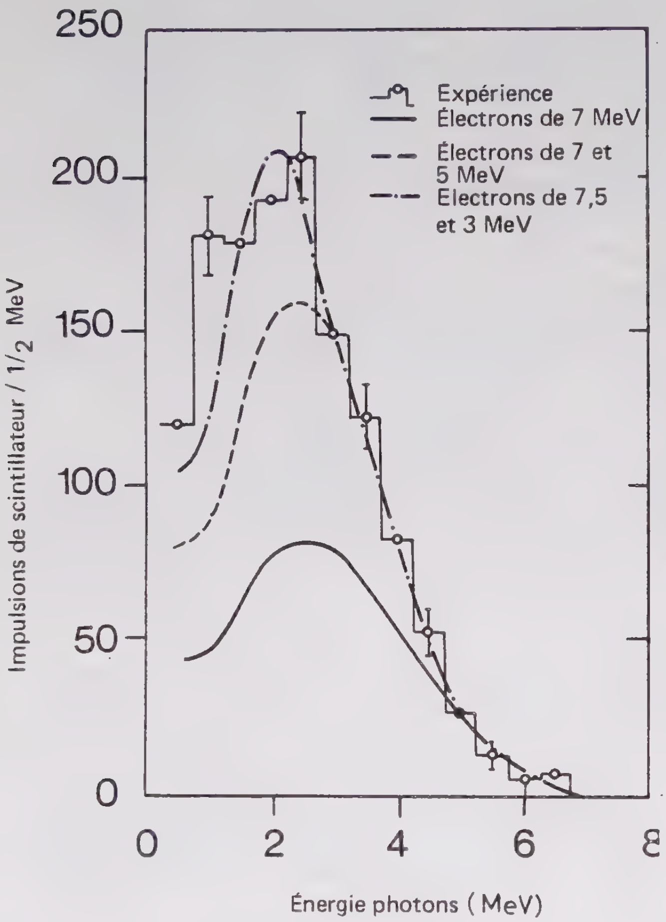


Figure 4.8 : Spectre d'impulsions obtenu avec un scintillateur NaI pour des décharges dominées par les E.D..L'histograme est ajusté par le Bremsstrahlung produit par une combinaison linéaire d'électrons de 3,5,et 7 MeV d'intensité respective 16,3,1 .

Figure 4.9 : Evolution temporelle du flux X-dur dans différents régimes de décharge.

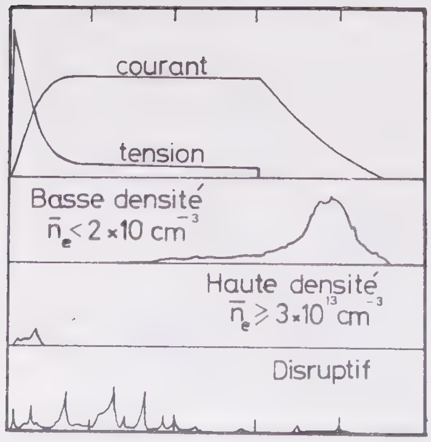
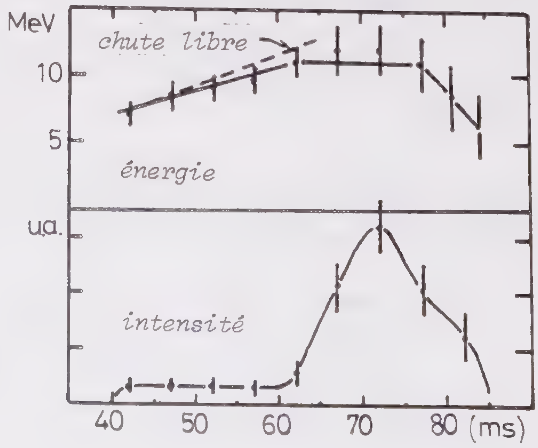


figure 4.10 : Evolution temporelle de l'énergie et de l'intensité des E.D. sur ORMAK.



a.3) Transport du rayonnement de bremsstrahlung dans la matière

Le type d'intéractions que font les photons de bremsstrahlung avec la matière dense dépend de l'énergie. A basse énergie (< 1 MeV) ce sont des intéractions photoélectrique et compton , qui se traduisent par un rayonnement de basse énergie, fortement réabsorbé par le diaphragme lui-même, puisque la longueur d'atténuation d'un photon aux alentours de la centaine de KeV est de l'ordre de 3 cm dans le Nickel. A haute énergie (> 1 MeV), les photons font de la diffusion Compton, de la formation de paire, et des réactions nucléaires.

Atténuation des photons de haute énergie

Dans une diffusion Compton, le photon cède une partie de son énergie à un électron libre et subit une déflection. La section efficace de diffusion d'un photon d'énergie initiale E_γ, en un photon d'énergie E'_γ est donnée sur la figure (4.11).

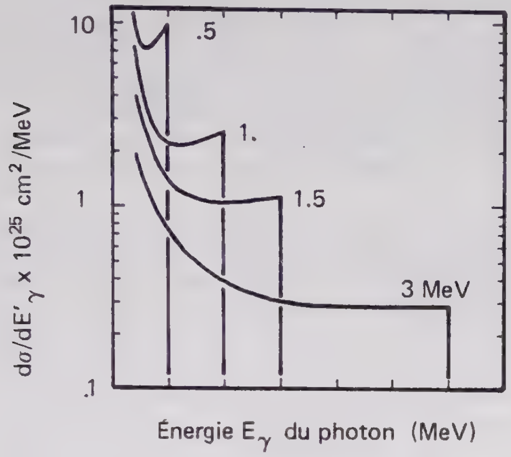


Figure 4.11 : Section efficace différentielle de diffusion Compton pour différentes énergies du photon incident.[46].

L'angle de déviation du photon E'_γ par rapport au photon E_γ est donné par la relation :

$$\cos\theta = 1 - m_o c^2 \left(E'^{-1}_\gamma - E_\gamma^{-1}\right) \quad (4\text{-}6)$$

Dans la formation de paires, un photon est totalement absorbé dans le champ coulombien d'un noyau atomique, et une paire position-électron est formée. Chacune des particules résultantes à une énergie $(E_{\gamma 2} - 2\, m_o\, C^2)/2$. L'angle moyen des particules avec le photon est de l'ordre de $m_o\, c^2/E_\gamma$ pour $E_\gamma \gg m_o\, c^2$.

Les sections efficaces intégrées des processus photoélectriques Compton et paire sont données pour le cuivre sur la figure 4.12.

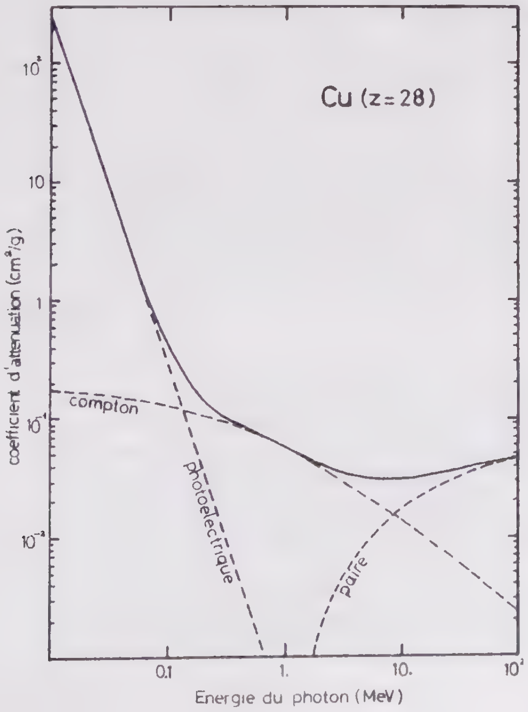


Figure 4.12 : Coefficients d'atténuation linéaire photoélectrique, Compton et paire dans le cuivre.

Les particules, électron et position, issus de la formation de paire perdent à leur tour, leur énergie par bremsstrahlung et ionisation, le positon pouvant en plus être réabsorbé. La réabsorption du positon donne du rayonnement quasi monoénergétique à 511 KeV. Son utilisation expérimentale est néanmoins problématique parce que tout rayonnement d'énergie supérieure à 1 MeV est susceptible de contribuer au 511 KeV, et on obtiendrait tout au plus une indication sur la quantité de rayonnement émise par le tokamak au dessus de 1 MeV.

Photodissociation

Une réaction nucléaire est l'intéraction d'un photon avec le noyau d'un atome au cours de laquelle le photon est absorbé et son énergie redistribuée à l'intérieur du noyau [36]. Si l'énergie du photon est supérieure à l'énergie de liaison d'un ou plusieurs nucléons ceux-ci sont éjectés et l'on assiste à la formation d'un nouveau noyau. Le processus se décompose en deux temps : premièrement l'absorption d'un photon entrainant le passage du noyau de l'état stable à un état excité et deuxièmement la desexcitation de ce noyau à travers l'émission d'une combinaison de neutrons, protons ou photons. On peut ainsi avoir des réactions (γ,n), (γ, 2n), (γ, np), (γ, p), etc. Le calcul théorique de la section efficace d'une réaction nucléaire fait appel à des théories très diverses et leur exposé sort du cadre de cette thèse. Disons simplement que le phénomène est dû au couplage entre la fonction d'onde du photon incident et le champ électromagnétique de la distribution de charge du noyau. La figure 4.13 montre que l'effet principal provient des intéractions dipolaires électrique et magnétique et quadrupolaire, la dipolaire électrique étant largement dominante ; c'est d'elle que provient le pic que l'on appelle résonnance géante.

Remarquons également que la réaction n'a lieu que pour des photons d'énergie supérieure à un certain seuil, qui varie d'un élément à l'autre.

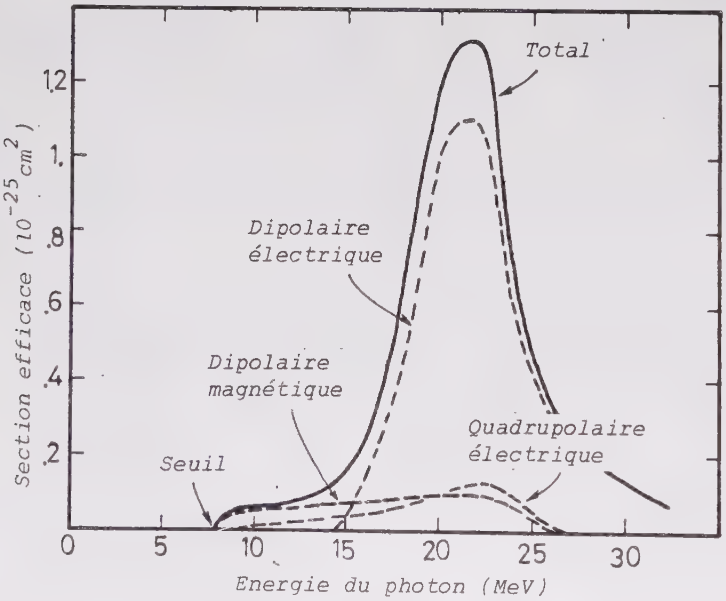


Figure 4.13 : Illustration schématique des contributions des diverses intéractions multipolaires à la section efficace d'absorption d'un photon [47].

Les réactions photonucléaires les plus courantes sont du type (γ,n) ou (γ,p), donc s'accompagnent de l'éjection d'un neutron ou d'un proton. La figure (4.14) donne l'allure générale de la section efficace de ces réactions, dont les seuils vont de 7 à 30 MeV selon l'élément considéré. La valeur de la section va de quelques millibarns à quelques centaines de millibarns et augmente avec le numéro atomique de l'élément cible.

Dans certains cas, le noyau présente un niveau métastable qui est un niveau excité de durée de vie longue. La réaction se scinde alors en deux voies, l'une qui aboutit à la création d'un nouveau noyau à l'état fondamental, l'autre (γ, γ'n) qui aboutit à la création d'un noyau dans l'état métastable. La proportion de chaque voie (rapport de branchement isométrique) est connue expérimentalement pour un certain nombre de réaction [49]. La distribution angulaire des photoneutrons est à peu près isotrope pour les noyaux légers ($Z \leqslant 50$) et assez piquée à 90° pour les noyaux lourds [49].

Un type de réaction qui présente un intérêt tout particulier est la diffusion inélastique (γ, γ') d'un photon par un noyau. Dans ce processus, il n'y

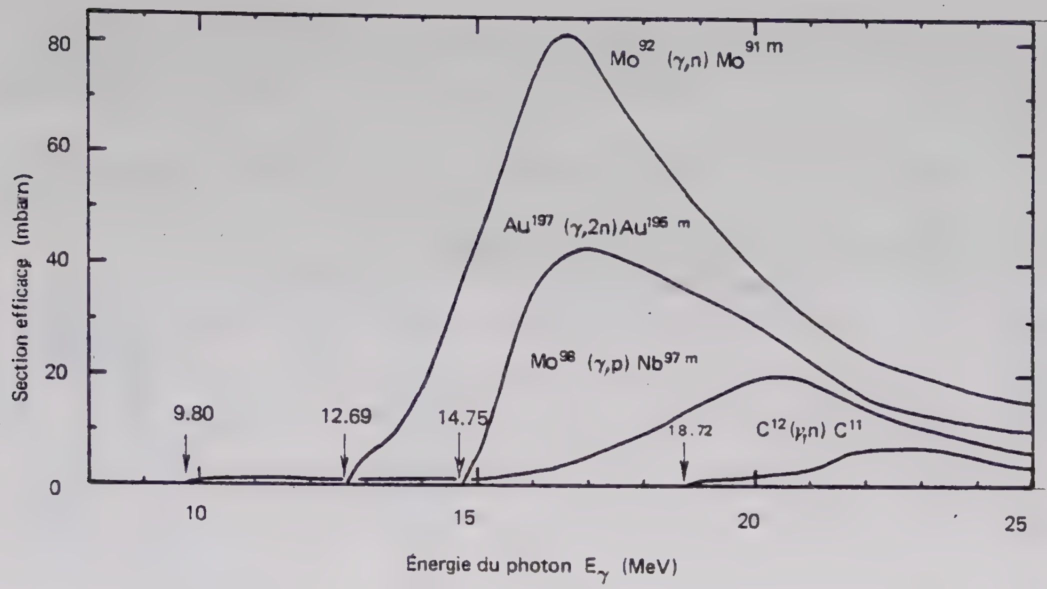


Figure 4.14 : Exemples de sections efficaces de divers types de réactions photonucléaires : (γ,n) , (γ,p) , (γ,2n) .

a pas éjection d'un nucléon mais simplement passage du noyau de l'état fondamental à un état métastable. La section efficace du processus présente une double résonance et un seuil très bas, typiquement de l'ordre de 2 MeV. Dans la plupart des cas la première résonance est située en dessous du seuil de réaction (γ,n) et la seconde est superposée à la résonance géante (γ,n). Il n'existe pas d'explication satisfaisante de ce phénomène bien qu'il semble que le premier pic provienne d'absorptions magnétique dipolaire et électrique quadrupolaire, alors que le deuxième proviendrait de l'absorption électrique dipolaire et serait donc lié à la résonance géante (γ,n) [50]. La figure 4.15 montre la section efficace (γ,γ') sur l'yttrium.

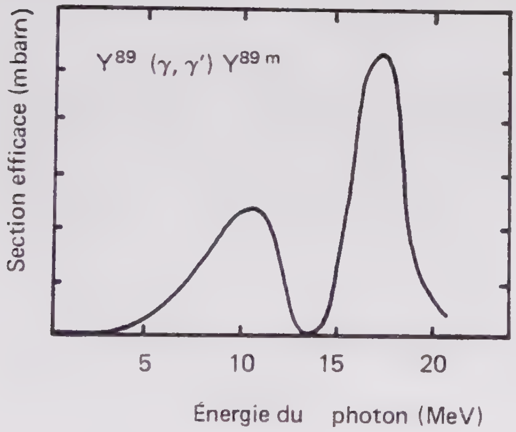


Figure 4.15 : Section efficace de la réaction Y^{89} $(\gamma,\gamma')Y^{89m}$ [51].

Comme on vient de le voir, les réactions photonucléaires, produisent d'une part un rayonnement de particules (photoneutrons, photoprotons) et d'autre part, une activation du diaphragme, car un certain nombre d'entre elles aboutissent à la formation d'atomes radioémetteurs. L'utilisation des deux phénomènes comme diagnostique des électrons découplés est traitée dans les deux paragraphes suivants :

Photoneutrons

On connaît trois sources principales de neutrons dans les tokamaks actuels:

- les neutrons thermonucléaires émis par un plasma de deutérium $D + D \rightarrow n + He^3$ (voir chapitre I).
- les neutrons d'électrodésintégration (e, e'n)
- les photoneutrons, émis dans le diaphragme suite à l'impact d'électrons découplés de haute énergie (réactions (γ, x n).

Dans les expériences d'étude des électrons découplés, on utilise un plasma d'hydrogène de manière à éliminer la première source. Un spectre de photo-

neutrons, obtenus près d'un diaphragme en molybdène sur T.F.R. est donné sur la figure 4.16 [14]. On donne sur la figure 4.17 le comportement typique du flux de photoneutrons en fonction du temps dans une décharge T.F.R. et sa corrélation avec le flux X-dur.

On dispose ainsi, avec les photoneutrons, d'une mesure de la quantité d'électrons qui ont une énergie supérieure au seuil de la réaction la plus probable dans le diaphragme, ou dans toute cible placée en contact avec le bord du plasma, ainsi qu'une chronologie de leur impact sur cette cible.

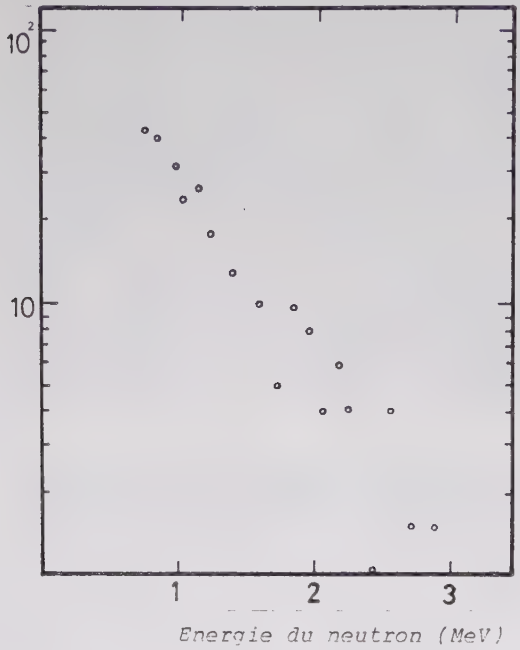


Figure 4.16 : Spectre de neutrons mesuré près du diaphragme en molybdène de TFR.

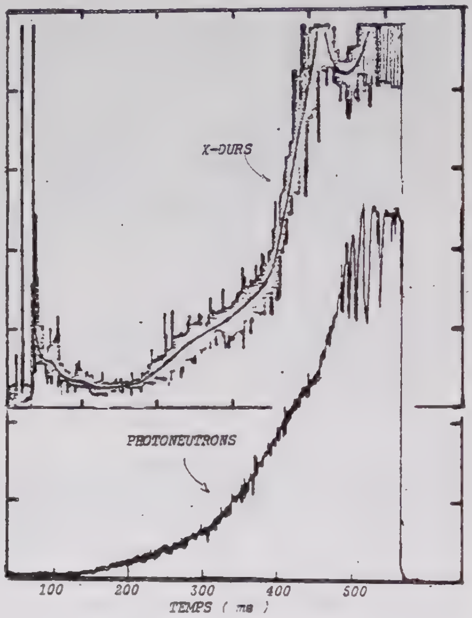


Figure 4.17 : Flux de photoneutrons et X-dur en fonction du temps sur TFR.

D'une manière générale, connaissant la section efficace de la réaction produisant des photoneutrons, on est capable d'exprimer le nombre de neutrons émis par un spectre de photons traversant une cible épaisse [52]. Le spectre des photons de Bremsstrahlung étant lié, comme on l'a vu précédemment au spectre des électrons découplés, une double déconvolution du signal photoneutronique permet donc en principe une étude des électrons découplés. Notons que cette déconvolution ne peut être faite qu'en ajustant un signal de photoneutrons, obtenu avec des spectres d'électrons test, au signal expérimental.

La figure 4.18 montre les valeurs expérimentales de taux de production de photoneutrons par des électrons monoénergétiques pour différentes cibles [53].

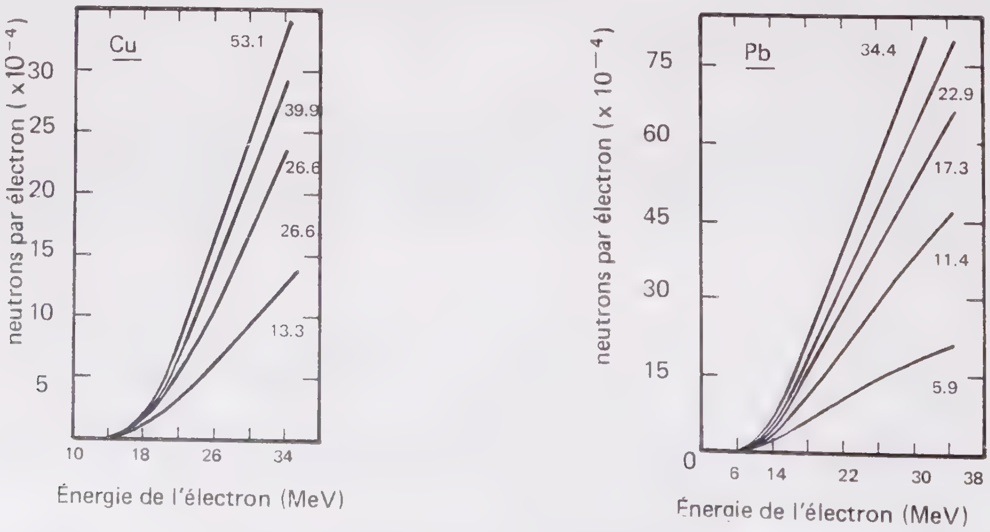


Figure 4.18 : Valeurs expérimentales du taux de production de neutrons par électron dans des cibles de nature et d'épaisseurs différentes, en fonction de l'énergie initiale de l'électron incident [53].

Activation

Parmi toutes les réactions nucléaires, certaines aboutissent à la formation d'un noyau radioactif qui se désintègre en émettant du rayonnement. Le processus se déroule en deux temps :

- passage de l'état fondamental instable à un niveau éventuellement excité du noyau final, par émission β^+, β^-, α, γ.

- désexcitation du niveau avec émission d'un ou plusieurs photons gammas.

Ainsi par exemple, sur le schéma de désintégration du Ni^{57} qui se transforme en Co^{57} (figure 4.19), on voit que le noyau initial a le choix entre plusieurs voies, chacune ayant une certaine probabilité de se produire. La probabilité qu'a la désintégration de se produire dans l'intervalle de temps dt est $dt/T_{1/2}$ ou $T_{1/2}$ est la période du radiosotope. Le rayonnement émis est bien sûr mesurable, et il présente une propriété extrêmement avantageuse : la mesure peut se faire après la fin de la décharge et n'est donc tributaire d'aucun rayonnement parasite lié au fonctionnement du tokamak.

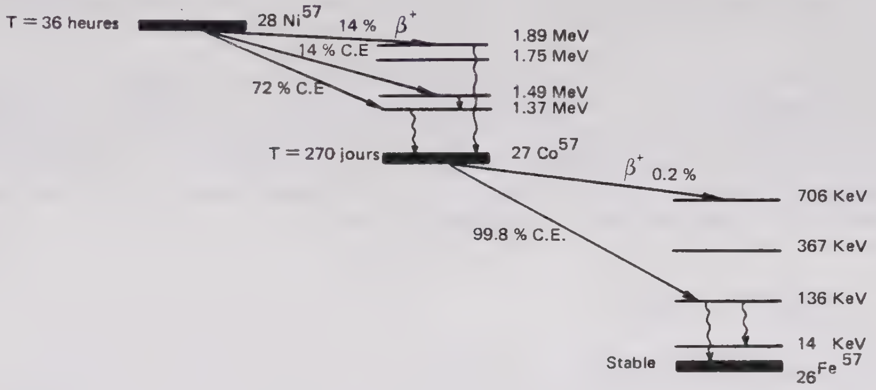


Figure 4.19 : Schéma de désintégration du Ni^{57} en Co^{57} puis en Fe^{57} [54].

Des mesures d'activation n'ont jusqu'à présent été faites que sur des diaphragmes retirés de la machine après une certaine durée d'utilisation, et ce ne sont donc que des mesures de l'activité intégrée sur un grand nombre de chocs. Elles permettent néanmoins de préciser les caractéristiques géométriques de l'impact du faisceau des E.D. Sur T.F.R. 600 une étude d'un diaphragme, a été menée dans le cadre de cette thèse et l'on y reviendra en détail au chapitre VII.

L'activité d'un élément, dépendant du nombre de photons d'énergie supérieure à son seuil de production, il est clair que la présence de plusieurs éléments radioactifs dans un objet exposé aux électrons découplés donne une information sur la distribution énergétique de ces électrons. A ce stade il convient de préciser que des réactions nucléaires ont lieu dans toute structure placée suffisamment près du point d'impact des électrons de haute énergie, ce qui conduit tout naturellement à envisager une nouvelle manière d'accéder à une information, choc à choc, sur les électrons découplés. Cette expérience, constitue le principal effort expérimental de cette thèse et sera exposée en détail dans la deuxième partie. (chapitre VI à XI).

b - Intéraction avec les autres structures

Deux catégories d'intéractions sont à distinguer principalement (chapitre II Ab) : celle des électrons circulants qui n'ont pas intéragit avec le diaphragme ou qui en sont ressortis et celles des électrons piégés dans les miroirs locaux.

b.1) Electrons circulants

Ces électrons ont une grande vitesse parallèle et sont dans leur grande majorité interceptés par le diaphragme. Les électrons dont l'excursion radiale va au delà du diaphragme peuvent provenir de deux phénomènes :

- On a vu paragraphe (III B d) dans le cadre des trajectoires des E.D. que le mouvement de larmor peut permettre à l'électron d'éviter le diaphragme. Du fait de l'hélicité des lignes de champ, cet électron peut alors faire un certain nombre de tours toroïdaux avant de se retrouver en face du patin extérieur du diaphragme. La distance dont il pénètre dans l'ombre de celui-ci dépend naturellement de sa vitesse de dérive transversale.

- l'incidence des électrons sur le diaphragme est comme on le verra chapitre VII très rasante et la déviation subie du fait des collisions élastiques peut permettre à une partie des électrons de ressortir du diaphragme. Leur trajectoire est alors difficile à déterminer, mais il est possible qu'ils ont une vitesse transverse importante et terminent alors dans les structures du tokamak. D'autre part dans le cas d'un diaphragme en carbone (Z = 12) les collisions sont beaucoup plus faibles que dans le Nickel (Z = 26) et un électron de 20 MeV a encore une énergie de 10 MeV après avoir traversé 2 cm [42].

Les phénomènes d'intéraction de ces électrons "rescapés" avec les structures de la machine (anneaux de garde, antennes, chambre à vide) sont les mêmes que pour le diaphragme. La principale différence est, qu'en régime de fonctionnement normal du tokamak, les rayonnements provenant des intéractions avec les structures sont négligeables devant ceux provenant du diaphragme, mais on verra au chapitre XI que l'activation qui en résulte est mesurable.

b.2) Electrons piégés

En 1973, une décharge accidentelle a entrainé le percement de la chambre à vide de T.F.R., dans la partie inférieure du tore, entre deux bobines toroïdales [55]. On a montré expérimentalement que le phénomène est dû [56] à des électrons découplés de moyenne énergie (50 à 150 KeV) piégés dans les miroirs magnétiques formés par l'inhomogénéité $\Delta B/B$ du champ entre deux bobines toroïdales. On a en effet vu (chapitre II A b.1) que des électrons vérifiant la relation $v_{/\!/}/v_{\perp} < (\Delta B/B)^{1/2}$ restent piégés et subissent alors la dérive $\vec{v} \times \vec{B}$ toujours dans le même sens (vers le bas en l'occurence). Si ces électrons sont découplés les collisions n'uniformisent plus cet effet et ils aboutissent dans la chambre à vide. Il a été montré que ces électrons peuvent transporter une énergie suffisante pour entrainer la fusion locale du métal de la chambre. Le phénomène ne peut se produire que dans des décharges basse densité où une grande partie des électrons sont découplés et, portent une part importante du courant.

Une étude faite après remise en fonctionnement de T.F.R. a permis de dégager deux types de décharges du point de vue de l'intéraction des électrons découplés avec la paroi :

- très basse densité ($< 10^{+13}$ cm^{-3}) pendant toute la durée de la décharge, tension par tour forte au début puis faible pendant le plateau de courant, 40 % du courant total est porté par les E.D.; forte intéraction.

- densité $> 10^{+13}$ cm^{-3}, tension par tour moins forte au début (que dans le cas précédent) et plus forte au plateau, 1 % du courant porté par les E.D.; pas d'intéraction.

L'observation des X-durs venant du diaphragme montre que le taux de création des E.D. est plus élevé dans le 1er cas. De plus en régime d'intéraction l'énergie des E.D. circulants semble être limitée par un mécanisme de perte (qui enclenche l'intéraction avec la paroi).

A part le percement de la chambre, d'autres traces d'intéraction ont été observées : des dépôts locaux d'énergie se sont traduits par une altération de la paroi (oxydation, destruction visible). Ils sont localisés dans le bas du

tore et répartis régulièrement autour du tore entre les bobines toroïdales, sauf en aval immédiat du diaphragme ou des anneaux de garde. Ces intéractions sont également attribuées aux électrons découplés piégés.

Ici s'achève ce chapitre de description des divers phénomènes liés aux électrons découplés et qui a permis de montrer quelle information sur les E.D. il est possible de tirer de leur observation. On aura remarqué l'accent mis sur l'intéraction avec le diaphragme, c'est-à-dire le transport des électrons et des photons de bremsstrahlung dans celui-ci et l'activation qui en résulte. C'est en effet sur ces trois points que repose l'étude expérimentale des E.D. dans cette thèse, comme on le verra dans la deuxième partie.

CHAPITRE V - Les électrons découplés dans la littérature

Une synthèse des connaissances expérimentales sur les électrons découplés a été réalisée par H. KNOEPFEL et D.A. SPONG en 1978 [20].De nombreux renseignements sont également contenus dans les travaux de J. ZWEBEN [11], D.A. SPONG [25] et plus récemment (1981) C.W. BARNES [13] qui fait une revue des types d'expériences faites, et des idées développées, sur le confinement des électrons découplés. Refaire une synthèse du même type est inutile étant donné qu'il n'y a pas eu de travaux publiés depuis celui de BARNES. Toutefois, un autre type de synthèse est présenté dans ce chapitre, sous la forme d'un catalogue des propriétés des électrons découplés dans les tokamaks.

CATALOGUE D'OBSERVATIONS FAITES SUR LES ELECTRONS DECOUPLES DANS LES TOKAMAKS

Dans ce paragraphe sont rassemblées les principales observations faites sur les E.D. dans les tokamaks et ayant fait l'objet d'une publication. Seuls ont été retenus les faits qui sont mentionnés par les auteurs dans la conclusion de leur article. Les observations sont classées par sujet. Pour chaque sujet on donne les noms des tokamaks sur lesquels des observations ont été faites et le résumé de celles-ci. En fin de paragraphe on trouvera un tableau récapitulatif. L'ordre de traitement des sujets est arbitraire.

(1) Le gain en énergie des électrons découplés est inférieur à l'accélération libre.

Observation faite sur T.F.R. (7), P.L.T. (3), T.6 (1) ORMAK (2)

T.F.R. : "Accélération des électrons découplés est nettement plus faible que l'accélération libre"

Méthode: X-durs

P.L.T. "L'énergie des électrons découplés augmente à une cadence moitié de celle de l'accélération libre, indiquant un temps de confinement fini".

Méthode : Spectres photoneutroniques.

ORMAK : Dans les décharges type A et B les électrons sont accélérés à peu près uniformément jusque vers 8 MeV.

Méthode : X-durs

T.6 : "Le fait qu'une décharge basse densité ne devient pas runaway en un temps très court indique qu'il y a un phénomène de freinage des électrons".

Méthode: X-mous, X-durs, rayonnement synchrotron

(2) L'incidence des électrons est rasante à haute énergie.

Observation faite sur T.F.R. (10), P.L.T. (3) et L.T.3 (8).

T.F.R. : "l'activité induite dans le diaphragme ne peut être expliquée que si l'incidence des électrons d'énergie supérieure à 10 MeV est très rasante".

Méthode: Mesure spatiale de l'activation dans le diaphragme

P.L.T. : "L'incidence des électrons est rasante"

Méthode: Mesure de l'activation du diaphragme

L.T.3. : "Les électrons arrivent sur la cible en incidence très rasante"

Méthode: X-durs

(3) La population des électrons découplés atteint un équilibre après une période de croissance exponentielle.

Observation faite sur P.L.T. (3) et ASDEX (12)

P.L.T. : "La population E.D. semble atteindre un équilibre après une croissance exponentielle de 100 ms. Cet état d'équilibre entre production et confinement peut durer jusqu'à 500 ms."

Méthode: X-dûrs

ASDEX : "Les électrons n'atteignent jamais les 100 MeV (possibles avec 3V.s de tension) car après 1 seconde, il s'établit une distribution électronique stationnaire d'énergie maximale ≃ 30 MeV. Si on fait l'hypothèse que $v_\perp / v_{/\!/}$ n'est jamais plus faible que ≃ .1. Ce phénomène s'explique par les pertes par rayonnement synchrotron".

Méthode: X-durs

(4) Une diminution de la densité peut entrainer une augmentation très importante du nombre d'électrons découplés.

Observation faite sur ORMAK (11), ASDEX (12) PULSATOR (9).

ORMAK : "Une diminution de la densité du plasma entraine une augmentation de la population E.D. en accord avec la théorie classique de production".

Méthode: X-durs

ASDEX : "Dans des décharges avec densité au départ plus faible ou bien avec taux d'impuretés élevé on peut créer une telle proportion d'E.D., que leur impact sur le limiteur rend celui-ci inutilisable après 100 chocs (matière enlevée par fusion).

Méthode: Constat d'érosion du diaphragme.

PULSATOR: "Une augmentation de la densité d'un facteur 3 à 4 entraine une diminution du bremsstrahlung d'environ 3 ordres de grandeur".

Méthode: X-durs.

(5) Forte production d'électrons découplés en début de décharge

Observation faite sur ORMAK (11), ASDEX (12), PULSATOR (9)

ORMAK : "La création d'E.D. n'est pas empêchée par une valeur élevée de la densité en début de décharge".

Méthode: X-durs

ASDEX : "Les E.D. sont crées principalement dans les 100 premières millisecondes et accélérés jusqu'à des énergies de 14 MeV (vers 300 ms).

Méthode: X-durs

PULSATOR : "Forte production d'E.D. dans les premières 200 μs mais qui sont perdus très vite " → " le début de décharge est de faible importance". "Les X-durs en début de décharge arrivent par paquet environ toutes les 500μs et sont correlés à des changements de tension par tour".

Méthode: X-durs

Remarque : Sur ORMAK "les E.D. créés en début de décharges peuvent être éliminés par un déplacement vers l'extérieur de la colonne de plasma tôt dans la décharge" Ce qui rejoint la remarque sur PULSATOR.

(6) Forte dépendance du taux de création en fonction du taux d'impuretés.

Observation faite sur ORMAK (11), ASDEX (12)

ORMAK : "Une forte augmentation de la production d'électrons découplés en fonction du taux d'impuretés".

Méthode: X-durs

ASDEX : "Dans les décharges avec taux d'impuretés élevé on peut créer une telle proportion d'E.D. que leur impact sur le diaphragme rend celui-ci inutilisable après 100 chocs (érosion thermique)".

Méthode: Erosion du diaphragme

(7) Taux de CONNOR-HASTIE vérifié.

Observation faite sur PULSATOR (9), S.T. ( )

PULSATOR : "A haute densité ("well above 10^{13} cm^{-3}) la valeur absolue et la forme du spectre X-durs est compatible avec la théorie (CONNOR-HASTIE) en supposant un temps de confinement d'à peu près 5 à 10 ms.

Méthode: X-durs

S.T. :

Remarque : A rapprocher avec les points (4) et (6) où l'on voit une forte dépendance du taux de création envers la densité et le taux d'impuretés.

(8) Production d'électrons découplés en cours de décharge

Observation faite sur PULSATOR (9)

PULSATOR : "Les E.D. sont produits tout au long de la décharge".

Méthode: X-durs

(9) Production d'électrons découplés plus forte au centre

Observation faite sur PULSATOR (9)

PULSATOR : "Les E.D. sont produits spatialement sur tout le diamètre, avec toutefois un maximum au centre".

Méthode: X-durs

(10) Le courant porté par les électrons découplés est de l'ordre de 1 à 1 kA

Observation faite sur P.L.T. (3), T.F.R. (14), ORMAK (2)

P.L.T. : "Courant porté par la queue énergétique (⩾ 8 MeV). de l'ordre de .1 à 1 kA".

Méthode: X-durs

T.F.R. :

ORMAK : "Courant porté par les E.D. (⩾ 3 MeV) de .1 à .6 kA".

Méthode: X-durs

(11) Le modèle d'orbites de dérive classique n'explique pas la diffusion

Observation faite sur ORMAK (11), L.T.3. (8)

ORMAK : "Les effets sur les X-durs dus à l'impact des E.D. sur le limiteur sont correctement décris dans la plupart des décharges par un modèle classique d'orbites de dérive non collisionnel auquel on superposera une diffusion anormale $D \approx 10^2$ cm^2/s. "Dans certaines décharges ce coefficient peut valoir jusqu'à $D \approx 10^4$ cm^2/s. Dans ces chocs, les signaux X durs sont correlés à l'activité MHD".

Méthode: X-durs + modèle classique d'orbites

L.T.3. : "Les mesures ne sont pas explicables par un modèle classique d'orbites de dérive type ORMAK".

Méthode: X-durs

Remarque : Voir aussi le point (14)

(12) Les électrons découplés atteignent jusqu'à 30 MeV

Observation faite sur T.F.R. (7), P.L.T. (13), ASDEX (12)

TFR : "Les E.D. ont une énergie supérieure à 20 MeV"

Méthode : Photoneutrons

P.L.T. : "Les E.D. ont une énergie supérieure à 20 MeV"

ASDEX : "Une partie des électrons créés en début de décharge est emmenée dans le divertor , l'autre frappe le diaphragme avec des énergies supérieures à 20 MeV

Méthode: X-durs

(13) Dents de scies sur le signal X durs correlées avec l'activité MHD.

Observation faite sur P.L.T. (13) ; ORMAK (11)

ORMAK : "Une corrélation des signaux X-durs avec l'activité MHD est observée dans certaines décharges pour lesquelles le coefficient de diffusion a une très grande valeur $D \simeq 10^4$ cm^{-2}/s

P.L.T. :

(14) Coefficient de diffusion très élevé

Observation faite sur ORMAK (11), L.T.3 (8)

ORMAK : "Coefficient de diffusion $D \simeq 10^4$ cm^2/s
Voir point (13)

L.T.3. : "La valeur du coefficient de diffusion peut aller jusqu'à $D = 10^5$ cm^2/s

Méthode: X-durs

(15) Instabilités (dérive anormale), stochasticité

Observation faite sur T.F.R. (10), ORMAK (11), L.T.3. (8) PULSATOR (9), S.T. (15)

T.F.R. : "Les électrons n'ont pas une dérive classique"

Méthode : Mesure de l'activation

ORMAK : "L'influence d'instabilités magnétiques et onde de dérive et d'une instabilité liée à la population des E.D. n'est pas à exclure".

Méthode: X-durs

L.T.3. : "Le coefficient de diffusion δ plus élevé pour les E.D. pourrait être dû à une ergodicité des lignes de champ (i.e. δ constant indépendant de E_e) ou bien à une diffusion liée à l'énergie.

Méthode: X-durs

PULSATOR : "Un mécanisme qui pourrait être responsable du mauvais confinement des E.D. pourrait être une ergodisation des lignes de champ".

Méthode: X-durs

S.T. : "La perte importante des E.D. suggère une dégénérescence des lignes magnétiques".

	TFR	PLT	ORMAK	ASDEX	LT3	PULSATOR	ST	T6
1	X	X	X					X
2	X	X			X			
3		X		X				
4			X	X		X		
5			X	X		X		
6			X	X				
7						X	X	
8						X		
9	X	X	X					
10	X	X	X					
11			X		X			
12	X	X		X				
13		X	X					
14			X		X			
15	X		X		X	X	X	
16								X
17								X
18			X					X

Tableau 5.1 : Tableau récapitulatif des principales observations faites sur les électrons découplés dans les tokamaks.

1) Le gain en énergie des électrons découplés est inférieur à l'accélération libre
2) L'incidence des électrons est rasante à haute énergie
3) La population d'E.D. atteint un équilibre après une période de croissance exponentielle
4) Une diminution de la densité peut entrainer une augmentation très importante du nombre d'E.D.
5) Forte production d'E.D. en début de décharge
6) Forte dépendance du taux de création en fonction du taux d'impuretés
7) CONNOR-HASTIE vérifié
8) Production d'E.D. en cours de décharge
9) Production d'E.D. plus forte au centre
10) Courant porté à l'ordre de .1 à 1 kA
11) Le modèle d'orbites de dérive classique n'explique pas la diffusion.
12) Energie jusqu'à 30 MeV
13) Corrélation dents de scies X -durs - MHD
14) Coefficient de diffusion très élevé 10^5 cm^2/s
15) Instabilité (dérive anormale)
16) Importance de la préionisation
17) Perte de confinement des E.D. si $\Delta B/B$ = 30 %
18) Possible d'obtenir un tube d'E.D. qui transporte 50 kA.

DEUXIEME PARTIE

CHAPITRE VI - Esquisse de l'étude des électrons découplés.

On a vu dans le chapitre IV que plusieurs méthodes de mesure sont utilisées pour l'étude des électrons découplés, exploitant les phénomènes liés à l'intéraction de ceux-ci avec le plasma ou avec les structures de la machine par lesquelles ils peuvent être interceptés (diaphragme).

La présente thèse est centrée sur une méthode encore peu utilisée : la mesure de l'activation induite par les électrons découplés à la suite de leur impact sur certaines structures. La méthode s'apparente à celle d'analyse par activation [58] couramment utilisée en chimie nucléaire, et qui permet l'analyse non destructive d'un échantillon en le soumettant à du rayonnement de haute énergie (électrons, photons, neutrons, etc ...). La détermination des produits radioactifs formés après irradiation permet de connaître avec précision la composition de l'échantillon, connaissant le flux et l'énergie des particules incidentes. La différence, est que pour l'étude des électrons découplés on procède à rebours, puisque connaissant la composition du matériau irradié, la mesure de l'activité induite, va permettre de caractériser le rayonnement, selon la procédure exposée ci-dessous.

La méthode a le principal avantage d'être une mesure différée qui n'est donc pas gênée par le rayonnement émis par le tokamak en cours de décharge, il suffit pour cela que la radioactivité que l'on observe ait un temps de vie supérieur à quelques secondes. L'activité des échantillons peut alors être mesurée dans l'intervalle de temps séparant deux décharges (mesure "choc à choc") ou après une campagne de décharges (mesure intégrée). Les deux techniques ont été mises en oeuvre.

La mesure de l'activité (intégrée) d'échantillons prélevés par carottage à l'intérieur d'un patin du diaphragme de TFR, a permis de caractériser la distribution spatiale de l'activation dans le patin. Cette étude résumée en Annexe VII.1 a été publiée dans Journal of nuclear materials [24]. Elle a en outre servi à la conception de l'appareillage de mesure choc à choc.

Pour la mesure choc à choc, des échantillons sont placés à proximité d'une cible (diaphragme du patin spécial séparé) de façon à être irradiés par les photons de Bremsstrahlung résultant de l'impact des E.D. sur la cible. Après irradiation, l'échantillon est transféré à l'aide d'un système de transport pneumatique, jusqu'à une installation de spectromètre gamma, où son activité est mesurée. L'installation expérimentale est décrite au chapitre VIII. Le dépouillement des mesures fait appel à un ensemble de codes numériques dont le formalisme mathématique est donné au chapitre IX et les techniques numériques sont exposées au chapitre X.

Le but de ces mesures est de déterminer le temps de vie des électrons découplés de haute énergie à partir de la comparaison des nombres de radionuclides expérimental et calculé, formés par différentes réactions nucléaires dans l'échantillon. Celui-ci peut en effet être un mélange d'éléments dont les seuils de réaction photonucléaire sont différents, donnant ainsi accès à une information sur le spectre des photons de Bremsstrahlung. Pour caractériser les électrons découplés à partir de l'activation qu'ils induisent, il est nécessaire de faire une double déconvolution (activation → Bremsstrahlung → électrons). Celle-ci n'est en réalité faisable qu'à rebours (électrons → Bremsstrahlung → activation) car il n'existe pas de description analytique inversible du transport des électrons et de leur photons de Bremsstrahlung en cible épaisse. On calcule donc successivement (voir diagramme 2) :

i) le taux de création des électrons découplés dans une décharge donnée. On utilise pour cela les profils temporels mesurés de densité, tension par tour et courant plasma (et la température en un instant), à partir desquels on calcule l'évolution temporelle du taux de création de Connor-Hastie (chapitre Xb).

ii) le spectre énergétique des électrons découplés déconfinés. On le calcule à partir de l'évolution temporelle du taux de création en faisant différentes

hypothèses sur le confinement des E.D. C'est à ce niveau qu'interviennent les différentes descriptions (classique, turbulente) discutées au chapitre III B d).

iii) le spectre énergétique et angulaire des photons de Bremsstrahlung. Il s'obtient en "envoyant" sur la cible, le spectre d'E.D. précédemment calculé. Le calcul du transport des électrons, et des photons de Bremsstrahlung associés, dans la cible, permet de déterminer le spectre de photons émis en direction de l'échantillon placé derrière la cible (chapitre X c).

iv) le nombre de radionuclides formés dans l'échantillon. Il s'obtient en multipliant le spectre des photons de Bremsstrahlung par la section efficace de chaque réaction photonucléaire qui peut avoir lieu dans l'échantillon (quand c'est un mélange d'éléments, il y a plusieurs réactions) (chapitre X d).

v) le nombre de photoneutrons émis en fonction du temps. Il s'obtient en multipliant le spectre des photons de Bremsstrahlung dans le diaphragme, par la section efficace des réactions produisant des photoneutrons (Ni^{58} (γ,n) et (γ,p) voir chap. IIBc-5).

Les résultats de ces calculs peuvent être confrontés aux résultats expérimentaux sur deux plans :

- l'évolution temporelle de la production de photoneutrons (v) qui donne une information non séparable, sur le nombre et l'énergie des E.D. déconfinés à un instant donné. L'inconvénient de ce diagnostic est qu'il ne permet pas de distinguer entre une augmentation du nombre d'électrons découplés déconfinés et une augmentation de leur énergie, car les deux produisent une hausse de l'émission de photoneutrons.

- l'évolution temporelle de l'activation de divers éléments de seuils différents, irradiés simultanément (iv) ,qui donne une information sur l'évolution du spectre énergétique des E.D. déconfinés jusqu'à un instant donné. Cet instant etant variable, le diagnostic présente donc une résolution en énergie et en temps. C'est la spectrométrie par activation résolue dans le temps.

La confrontation calcul/expérience sur ces deux plans permet de déterminer les bonnes hypothèses à faire lors du calcul du spectre des électrons découplés. Elle permet en particulier de trancher sur la question de savoir si le confinement des E.D. est classique ou turbulent et de caractériser quantitativement leur temps de vie. D'autres informations seront par ailleurs obtenues sur la création et l'accélération des E.D.. Les mesures et les discussions concernant tous ces aspects sont exposées dans le chapitre X . Afin de faire apparaître les différents outils mathématiques dont on aura besoin, on se propose de passer en revue les expériences qui seront détaillées au chapitre X . Quatre types d'expériences ont été réalisés en vue d'étudier la corrélation entre le temps de vie et les paramètres du plasma, et d'obtenir des informations sur les caractéristiques des électrons découplés les principales étapes de leur discussion sont résumées dans les diagrammes 3 à 6. Les sujets suivants sont traités :

- la mesure de la distribution angulaire de l'activation derrière la cible (chapitre X - A). Elle permet de tester les codes numériques qui traitent le transport des électrons et des photons de Bremsstrahlung dans la cible. C'est aussi une mesure de la résolution temporelle qu'on peut atteindre avec l'appareillage de spectrométrie par activation résolue dans le temps.

- la mesure de la distribution radiale des électrons découplés dans l'ombre du diaphragme (chapitre X-B). Elle permet de caractériser le transport des E.D. au bord du plasma et en particulier de caractériser le rôle qu'y joue la turbulence magnétique.

- le modelage de l'évolution temporelle du taux de création (chapitre X-C). en jouant sur la densité du plasma au cours du temps. La mesure du flux de photoneutrons permet de montrer que le confinement des E.D. dans la phase stationnaire de la décharge est très différent de celui pendant la descente controlée du courant.

- la mesure de l'évolution temporelle de l'activation de l'échantillon avec différentes valeurs du champ magnétique toroïdal (chapitre X D). La simulation de cette évolution permet de montrer que le confinement

des E.D. dépend fortement de la valeur du champ magnétique, et d'autre part qu'il augmente avec l'énergie de l'électron. Toutes ces considérations permettent en fin de compte de caractériser le rôle de la turbulence magnétique dans le confinement des E.D.

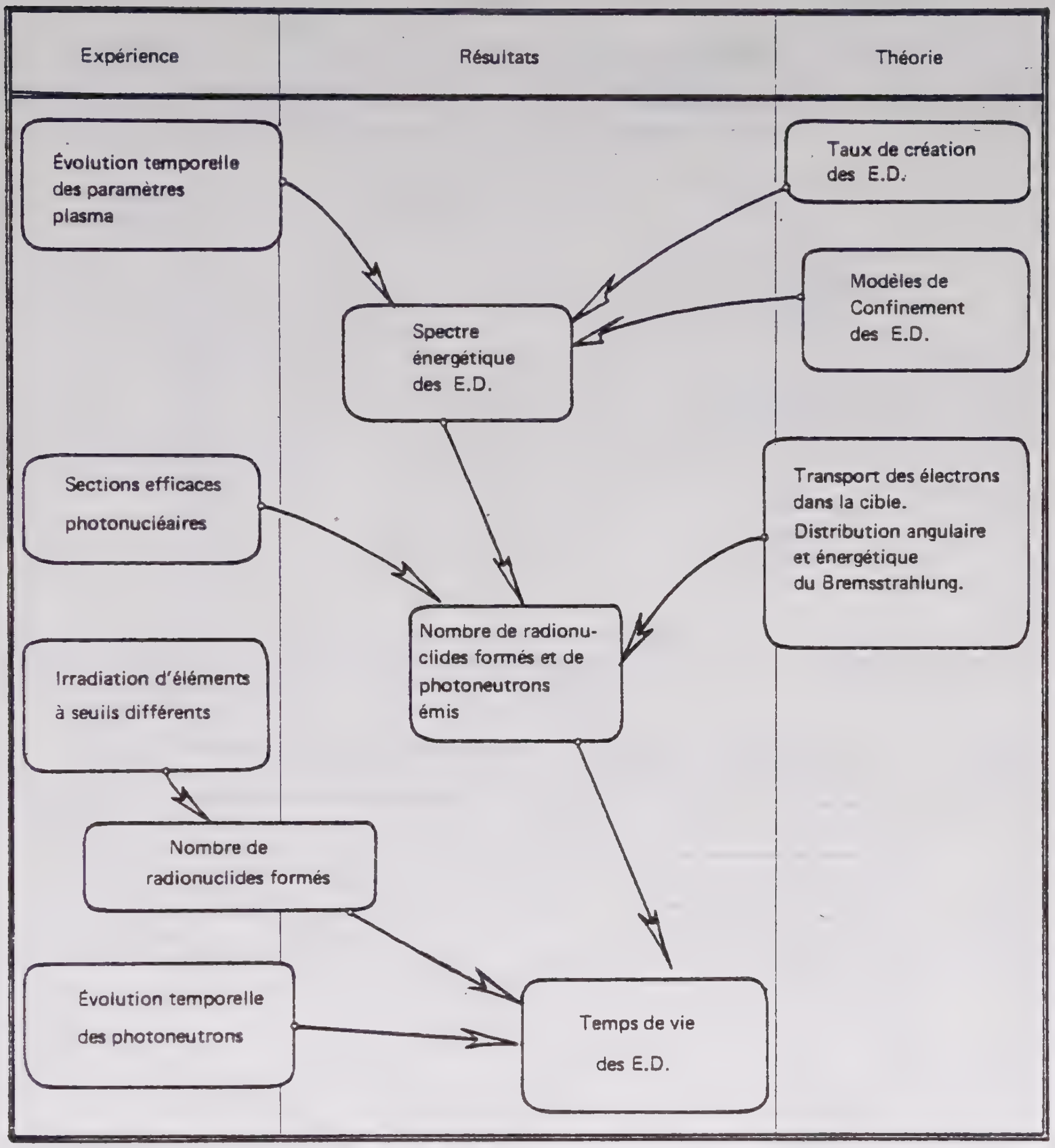
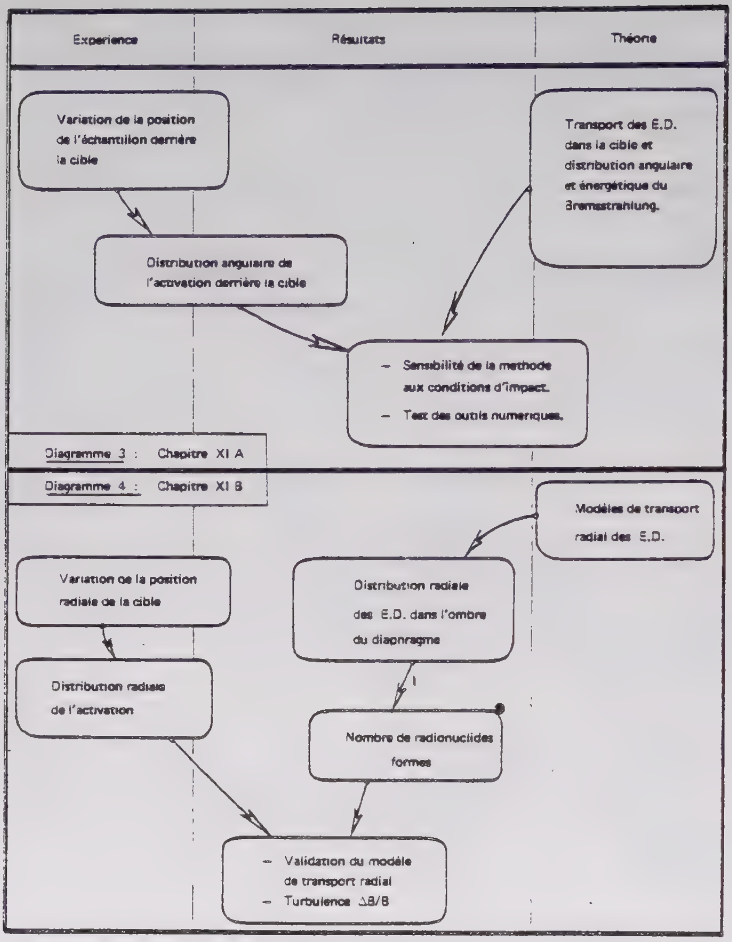
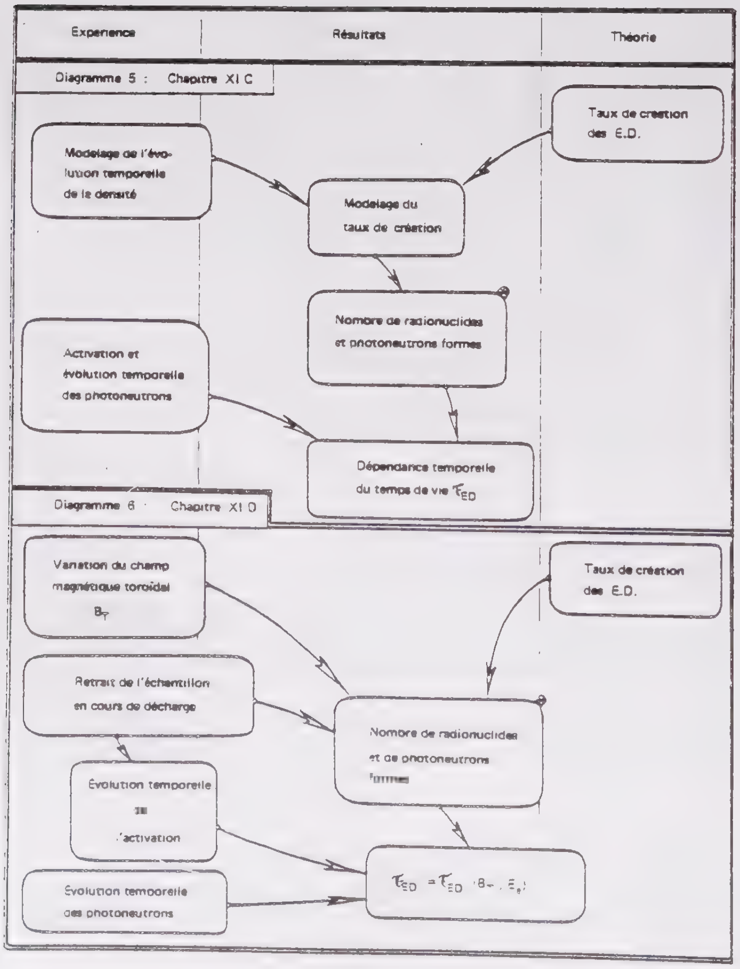


Diagramme 2 : Principales étapes de l'étude choc à choc des électrons découplés sur TFR

Diagrammes 3 à 6 (page suivante) : Diagramme des différentes expériences et de leur dépouillement. Ces diagrammes correspondent au contenu du chapitre X.



* Calculé comme indiqué sur le diagramme 2.



CHAPITRE VII - La mesure de l'activation choc à choc.

Ce chapitre contient la description complète du montage expérimental utilisé dans la mesure choc à choc de l'activation induite par les électrons découplés d'énergie supérieure au MeV. La description est très technique et entre dans les détails des différents éléments constituant la chaine de mesure.

Pour un lecteur désireux de ne pas entrer dans les détails, seul le premier paragraphe est nécessaire à la compréhension des résultats expérimentaux présentés dans les chapitres ultérieurs. Il contient en effet une présentation succinte du montage utilisé, et des raisons de son choix.

Les paragraphes suivants sont une description élément par élément de la chaîne de mesure.

a - le principe

La méthode de mesure par activation, consiste à déterminer le nombre de radionuclides qui sont produits par le passage de particules énergétiques dans un matériau dense. Dans notre cas, ces particules sont des électrons et des photons. Tout élément X_Z^A présent dans le matériau sous irradiation peut donner naissance à un ou plusieurs radionuclides différents selon des réactions du type

$$X_{Z}^{A} + x \longrightarrow X'^{A-(m_1+m_2)}_{Z-m_2} + m_1 n + m_2 p$$

où x est la particule incidente (électron ou photon) n et p sont respectivement un neutron et un proton, et x' est le radionuclide créé, dont le numéro atomique est $Z - m_2$ et le nombre de nucléons $A - (m_1 + m_2)$.

Le nombre de radionuclides produits par une réaction donnée est déterminée en mesurant l'activité de ce radionuclide. On peut ainsi s'intéresser soit aux produits de réactions d'électrodésintégration (e,e'x) soit à ceux de photodésintégration (γ,x) par les photons de Bremsstrahlung.

La mesure de l'électrodésintégration implique la mise en contact direct avec le plasma d'une cible d'épaisseur inférieure au millimètre puisque le phénomène est dominant en surface (voir annexe VII-1). L'intérêt du procédé est que l 'on accède directement aux électrons (il n'y a plus la déconvolution du Bremsstrahlung) (voir par ex. chapitre VI.

Elle perd malheureusement de son intérêt face à l'exigence d'une mesure choc à choc qui impliquerait la présence d'une installation spectrométrique à proximité de la cible, or une telle installation est très encombrante. Un deuxième argument contre, est que l'érosion subie par une cible en contact avec le plasma est importante (cf IV Ba-1) et il faudrait prévoir un système de changement de cible qui n'oblige pas à rompre le vide de la machine.

La mesure de l'activité induite par photodésintégration ne présente pas tous ces inconvénients. Du fait de la pénétration importante des photons dans la matière il devient en effet possible de séparer la cible de l'échantillon. Le dispositif doit comporter une cible résistante à l'érosion du plasma et servant de transformateur d'électrons en photons, et un échantillon se trouvant aussi près que possible derrière cette cible, de manière à être soumis à un flux maximum de photons ; c'est l'activation induite dans l'échantillon que l'on mesure maintenant.

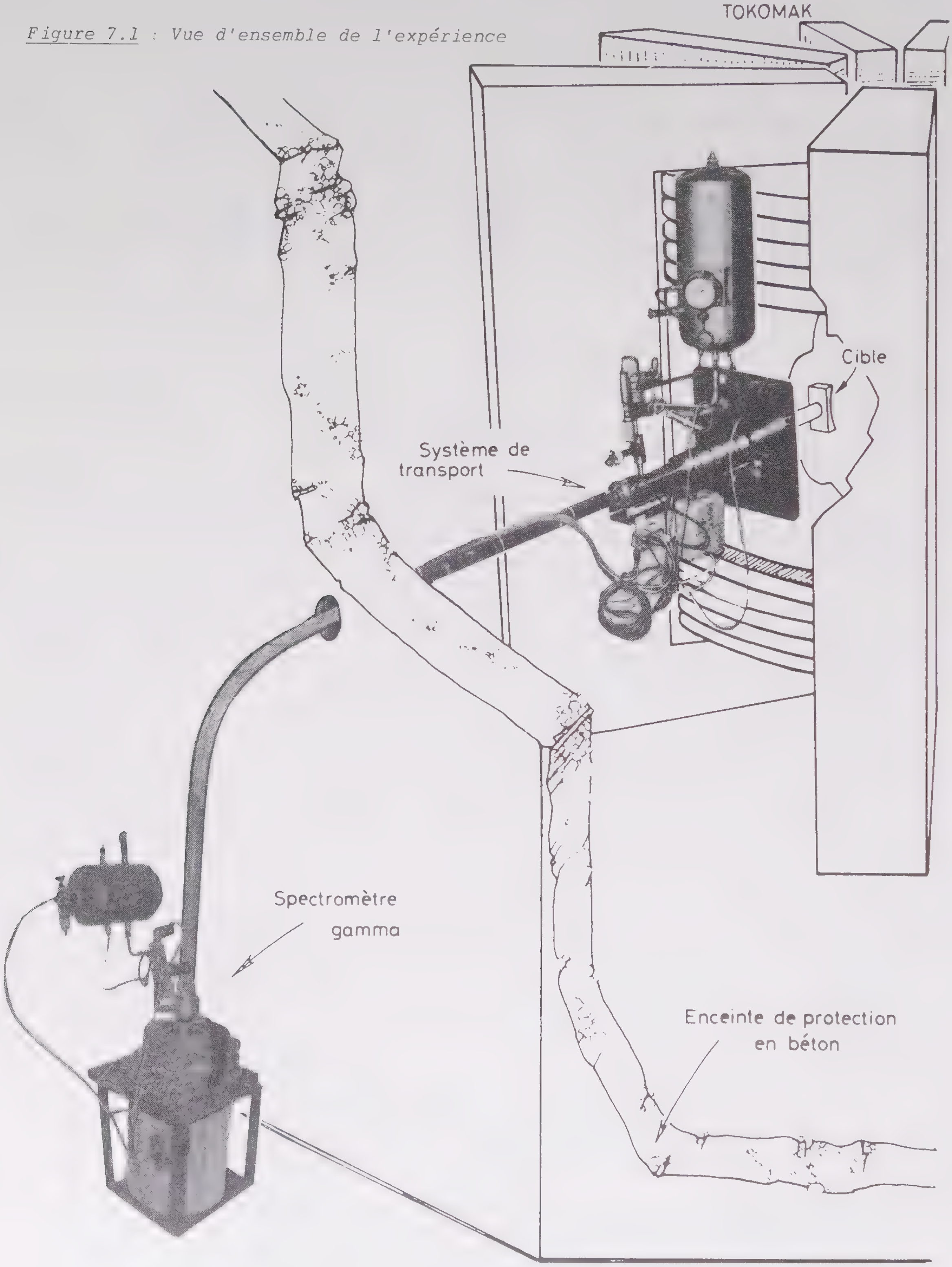
L'encombrement du spectromètre n'est plus un problème du fait que l'échantillon n'est plus nécessairement sous vide et peut donc être transporté après chaque choc pour être analysé. On met ainsi a profit la possibilité de mesure en différé qu'offre la méthode par activation.

Le schéma complet de l'installation de mesure est donné sur la figure 7.1. Elle est composée de trois parties principales : un patin métallique (cible) mobile étanche au vide et en contact avec le plasma, une unité spectroscopique placée à l'écart du tokamak et un tube de transport pneumatique pouvant transférer une navette contenant un échantillon, de l'un à l'autre. Ainsi à chaque décharge l'échantillon est transféré sur l'unité spectroscopique où son activité

est mesurée. Avant le début de la décharge suivante, l'échantillon est remis en position d'irradiation (derrière la cible). Le signal délivré par l'unité de comptage spectroscopique passe à travers des circuits électroniques de mise en forme, avant d'être analysé, acquis par ordinateur et stocké sur bande magnétique.

Dans les paragraphes suivants on précise les critères qui ont guidé la conception du dispositif expérimental complet et le choix de ses éléments constitutifs, échantillon, cible, système de transport d'échantillons, spectromètre gamma, et électronique.

Figure 7.1 : *Vue d'ensemble de l'expérience*



b - Les échantillons :

b.1) Critères de choix :

Les aspects directeurs dans le choix des échantillons sont :

- Une section efficace de photodésintégration élevée et connue expérimentalement.
- Que le radioisotope résultant soit émetteur gamma
- Que plusieurs radioisotopes puissent être formés dans le même échantillon avec des seuils de réaction différents
- Qu'il n'y ait pas de réactions non photonucléaires, donnant le même isotope
- Un signal mesuré aussi important que possible sur une durée de mesure de l'ordre de 3 mn
- La possibilité de pouvoir réutiliser le même échantillon à une cadence d'irradiation toutes les 3 mn.

On verra par la suite que la première condition est en général vérifiée par des réactions (γ,γ'), (γ,n) et (γ.p) ainsi que (γ,2n) pour des noyaux lourds. Les sections efficaces de ces réactions sont en général bien connues expérimentalement pour des énergies de photons incidents allant du seuil de réaction jusqu'à une trentaine de MeV, et décrivant ainsi la résonance géante. Au delà les sections efficaces sont moins bien connues. En réalité, le principal problème se situe au niveau de la connaissance du rapport de branchement isomérique pour les réactions donnant deux radionuclides, et l'on reviendra sur ce point dans le paragraphe sur les sections efficaces.

La condition de formation de plusieurs radionuclides dans un même échantillon peut être satisfaite de deux façons : soit en prenant un élément, un oxyde ou tout autre composé qui ait cette propriété, soit en utilisant un mélange de plusieurs éléments. La première solution est la meilleure pour des raisons d'homogénéité spatiale de l'échantillon et de densité puisqu'il est possible d'avoir l'échantillon sous sa forme la plus dense. Malheureusement toutes conditions satisfaites, il existe rarement plus de 3 seuils utilisables dans un composé. La seconde solution est applicable à condition d'utiliser des éléments sous forme de poudre et de pouvoir ainsi faire un mélange homogène. L'inconvénient majeur de la méthode, est que la densité d'un élément en poudre est environ deux à trois fois plus faible que sa densité maximale. Néanmoins, il est possible ainsi de constituer un échantillon avec une demi douzaine de réactions utilisables. Remarquons, enfin que l'on a intérêt à éviter des mélanges d'éléments qui peuvent donner le même descendant à partir de deux réactions différentes.

La condition suivante n'est pas entièrement restrictive. Tout dépend en effet des sections efficaces des réactions non photonucléaires (n, γn') par exemple) qui pourraient être en concurrence avec une réaction photonucléaire. Il est toutefois préférable d'éviter cette possibilité.

Les deux dernières conditions sont satisfaites si on choisit un échantillon produisant des radioisotopes de courte durée de vie ($T_{1/2} \leq 5$ mn)

b.2) Les caractéristiques des échantillons utilisés.

Dans ce paragraphe on donne les caractéristiques (tableau 7.1) et les sections efficaces des éléments ainsi que leurs proportions dans les mélanges (tableau 7.2) utilisés pour les expériences. La plupart des composants sont sous forme de poudre ou de granules et les mélanges réalisés peuvent être considérés comme homogènes. Seul l'or a été utilisé sous forme compacte (fil). Pour l'ensemble des échantillons, les seuils de réaction sont répartis dans la bande d'énergie [2,18] MeV et il s'agit essentiellement de réactions (γ,n). Les échantillons présentés ont été sélectionnés parmi un grand nombre d'éléments au cours d'une série de décharges tokamak reproductibles et sont ceux qui vérifient le mieux les critères cités au paragraphe précédent. Le tableau (7.3) récapitule toutes les réactions qui ont été observées à cette occasion.

Isotope	Composé	Abondance	Réaction	Seuil (MeV)	Période (s)	Gammas (KeV)
Y^{89}	Y_2O_3	100 %	(γ,γ') $Y^{89\,m}$	≃ 2	16	910 (100 %)
Au^{197}	Au	100 %	(γ,γ') $Au^{197\,m}$	≃ 2	7.2	280 (72 %)
Pb^{208}	Pb	52 %	(γ,n) $Pb^{207\,m}$	7.35	.8	570 (98 %)
Mo^{98}	Mo	24 %	(γ,p) Nb^{97}	9.80	54.	747 (100 %)
Nd^{142}	Nd_2O_3	27 %	(γ,n) $Nd^{141\,m}$	9.81	64.	755 (100 %)
Zr^{90}	Zr	52 %	(γ,n) $Zr^{89\,m}$	11.99	252. (4.2 mn)	588 (87 %)
Mo^{92}	Mo	16 %	(γ,n) $Mo^{91\,m}$	12.69	65.	658 (48 %)
Au^{197}	Au	100 %	$(\gamma,2n)$ $Au^{195\,m}$	14.75	30.6	261 (67 %)
Cl^{35}	$(C_2H_3Cl)_n$	75 %	(γ,n) $Cl^{35\,m}$	12.65	1.5	.511
Al^{27}	Al	100 %	(γ,n) $Al^{26\,m}$	13.06	6.5	.511
O^{16}	Y_2O_3, Nd_2O_3	100 %	(γ,n) O^{15}	15.67	120.	.511
C^{12}	$(C_2H_4)_n$ $(C_2H_3Cl)_n$ $(C_5H_8O_2)_n$	99 %	(γ,n) C^{11}	17.53	1200 (20 mn)	.511

Tableau 7.1 : Caractéristiques des réactions utilisées.

Tableau 7.3 : Réactions observées en dehors de celles citées au tableau 7.1

Réaction	Seuil (MeV)
Pr^{141} (γ,n) $Pr^{140\,m}$ 3.4 mn	9.40
Fe^{54} (γ,n) Fe^{53} 8.5 mn	13.40
W^{184} (γ,n) W^{183} 5.3 s	7.41
W^{186} (γ,n) W^{184} 1.6 mn	7.2
Ag^{109} (γ,γ) $Ag^{109\,m}$ 39. s	2
Er^{168} (γ,n) Er^{167} 2.7 s	7.77

Réaction	Seuil (MeV)
Ag^{107} (γ,n) $Ag^{106\,m}$ 24 mn	9.54
Ag^{109} (γ,n) Ag^{108} 2.4 mn	9.19
Zr^{90} (γ,p) $Y^{89\,m}$ 16 s	8.37
In^{115} (γ,n) In^{114} 72 s	9.03
Ce^{140} (γ,n) Ce^{139} 55 s	9.20
Er^{162} (γ,n) Er^{161} 3.2 h	9.21

– Réactions utilisées (se référer au tableau 7.1). Remarquons que l'abondance est celle de l'isotope d'origine (colonne 1 dans l'élément correspondant). La colonne 4 indique le type de réaction photonucléaire et l'isotope résultant. Enfin dans la colonne 7, on n'indique que l'énergie de l'émission gamma la plus intense avec son intensité en % du nombre de désintégrations total. Pour plus de précisions sur les schémas de désintégration, le lecteur est invité à se référer à [54].

– Section efficace : les nombres de radionuclides formés par électron et par 10^{22} noyaux dans les réactions les plus utilisées sont montrés sur la figure 7.2. Ils ont été calculés avec ACTIVA (chapitre IX) à partir des sections efficaces expérimentales, en tenant compte de la géométrie d'irradiation (patin B,

θ_e = 0° cf chapitre VII). Dans certains cas où l'isotope auquel on s'intéresse est un métastable (ex. Mo^{91} m), la section efficace a été déduite de celle correspondant à la réaction totale (ex. Mo^{92} (γ,n) $Mo^{91m + 91}$) en la multipliant par le rapport de branchement isomérique $(Im/Im+Ig)$ (m pour métastable, g pour "ground state") [48]; lorsque le rapport n'est connu que pour une énergie on le considère comme constant sur la bande [8,30] MeV. On a indiqué pour chaque corps, l'incertitude sur la section efficace (les valeurs du rapport de branchement ne coincident pas toujours selon les sources utilisées).

- les échantillons utilisés : on donne dans le tableau 7.2 la composition de tous les échantillons utilisés pour l'étude des électrons découplés, avec le nombre de noyaux par cm^3 de chaque isotope utile et son seuil de réaction. Le volume total de l'échantillon est toujours de 4 cm^3. Sur la figure (7.2), est tracé en fonction de l'énergie d'un électron, le nombre de radionuclides formés par électron pour les isotopes les plus utilisés.

No	Echant.	Isotope	Noyaux/cm^3	Seuils (MeV)
1	Au	Au^{197}	1.3 10^{22}	2, 14.75
2	Pb + Mo	Pb^{208}	1.2 10^{21}	7.35
	+ Y_2O_3	Mo^{98}	2.0 10^{21}	9.81
		Mo^{92}	1.3 10^{21}	12.69
		Y^{89}	6.2 10^{21}	2
		O^{16}	9.3 10^{21}	15.67
3	Nd_2O_3	Nd^{112}	8.8 10^{20}	9.81
	+ Y_2O_3	Zr^{90}	5.6 10^{21}	11.99
	+ Zr	O^{16}	1.4 10^{22}	15.67
		Y^{89}	5.7 10^{21}	2

Tableau 7.2 : Composition des échantilons utilisés

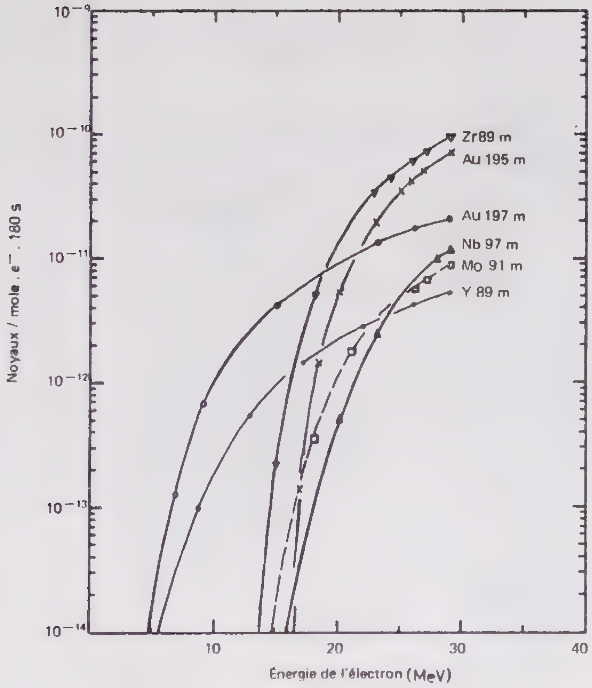


Figure 7.2 : Nombre de noyaux radioactifs crées par mole. Ce nombre est calculé dans la configuration réelle d'irradiation.

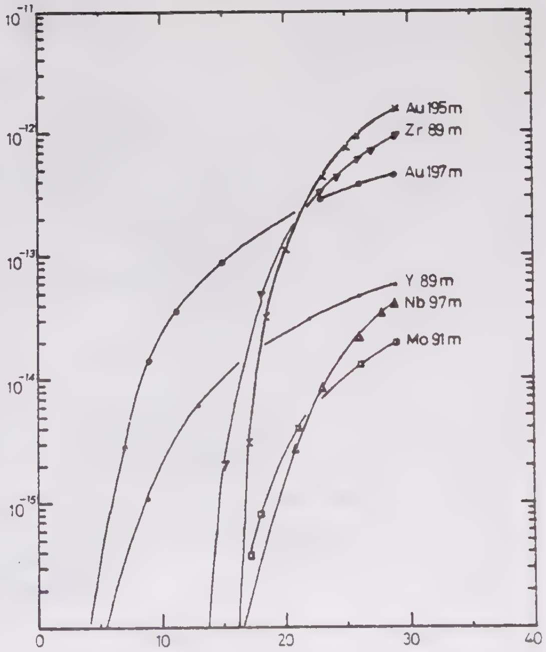


Figure 7.2 bis: Nombre de noyaux radioactifs crées par électrons dans les échantillons du tableau 7.2.

c - la cible

Rappelons que la cible est la partie sur laquelle viennent frapper les électrons découplés, ils y sont freinés et y produisent des photons de Bremsstrahlung. Notre cible est en fait un patin mobile radialement et situé dans le plan équatorial du Tokamak, sur l'extérieur du Tore, puisque c'est à ce niveau là que l'on s'attend à voir les électrons découplés les plus énergétiques .

Deux patins différents ont été utilisés successivement pour nos expériences. L'un est le patin extérieur médian habituel du diaphragme de TFR (cible A) à l'arrière duquel a été implanté le système de transport d'échantillons. L'autre est un patin indépendant (cible B) situé en amont dans le sens de circulation des électrons par rapport au diaphragme et installé spécialement pour l'étude des électrons découplés. La grande majorité des expériences a été réalisée avec cette dernière cible et le patin A jouait alors son rôle usuel de diaphragme.

La conception des deux cibles est très différente et on va maintenant en analyser les raisons.

c.1) La cible A

Dans le patin en inconel du diaphragme (voir figure 7.3) l'échantillon se trouve situé directement derrière la surface en regard du plasma ce qui n'est une position idéale que si les électrons ont une incidence normale sur celle-ci. Bien que les mesures de la distribution spatiale de l'activation dans le diaphragme (annexe VII-1) ont tendance à montrer que les E.D. on une incidence inférieure à 10° par rapport à la surface, cette disposition de l'échantillon a été

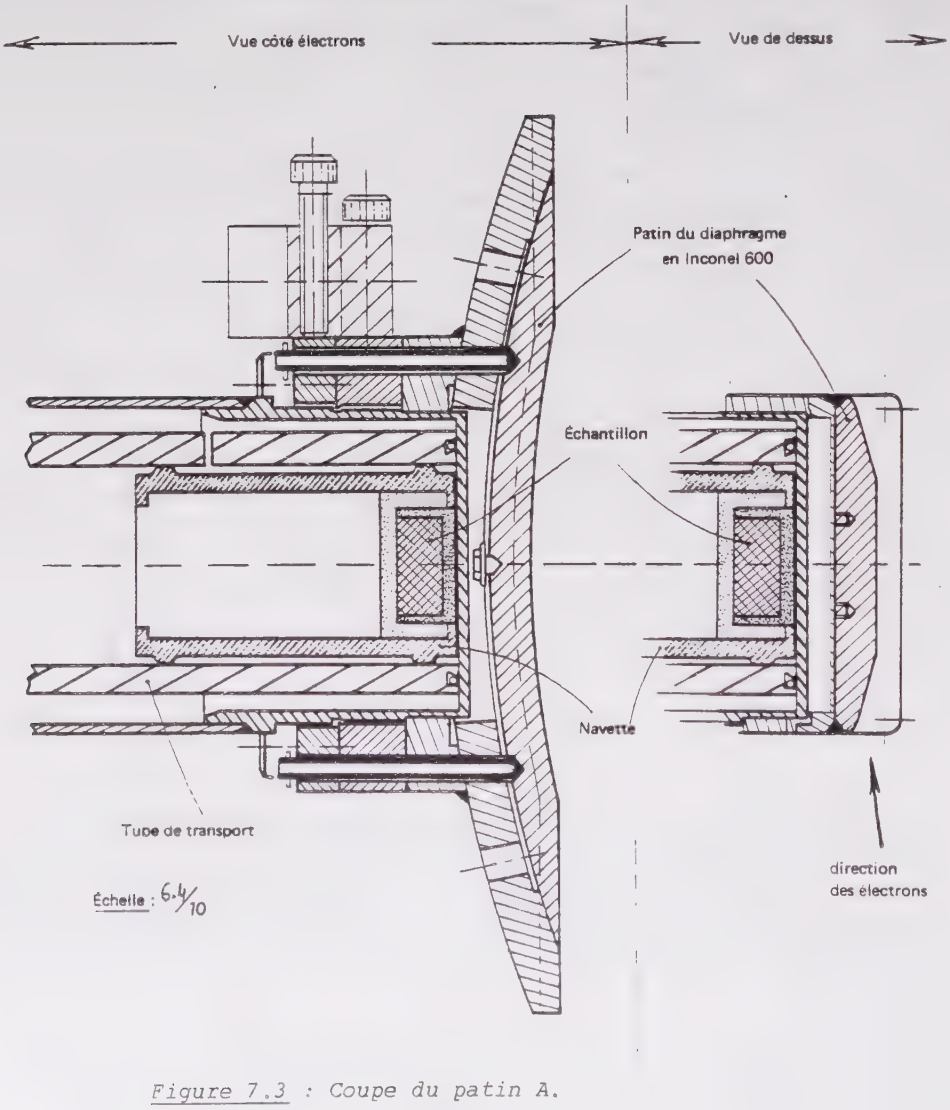


Figure 7.3 : Coupe du patin A.

jugée suffisante du fait qu'historiquement c'était la solution la plus simple à mettre en oeuvre compte tenu de l'occupation des fenêtres d'observation du Tokamak et que l'activation en profondeur est encore significative (fig. 7.2a). Les mesures faites avec cette configuration se sont avérées en fait difficiles à cause de l'activité trop faible induite dans les échantillons. Certains résultats ont néanmoins été obtenus validant ainsi la méthode générale d'analyse par activation. En particulier une mesure de l'activité de l'échantillon en fonction de son éloignement par rapport au patin, a permis de guider la conception d'un nouveau patin.

c.2) La cible B

Ce deuxième patin est montré sur la figure (7.4). Il a été conçu de manière à maximiser le flux de photons de Bremsstrahlung dans l'échantillon, qui se trouve maintenant décalé par rapport à la surface d'impact des électrons. Un décalage tel que l'échantillon se trouve dans le lobe de Bremsstrahlung pour des électrons incidents à 10° n'est pas réalisable sur TFR du fait de l'encombrement à l'intérieur du queusot. On s'est contenté d'une position permettant d'irradier l'échantillon avec les photons émis à $\theta_e = 10°$ par rapport à la direction des électrons (si ceux-ci sont incidents sous $\theta_e = 10°$ au point le plus avancé du patin). Ceci a permis d'obtenir une activité 10 à 100 fois plus importante que pour la cible 1 (où l'on irradiait à $\theta_e + \psi = 60°$).

La partie destinée à recevoir les électrons est en inconel 601. Le chanfrein du côté électronique est destiné à délocaliser le dépôt de puissance et à limiter l'érosion du patin s'il entre en contact avec le plasma. La structure générale du patin est toutefois moins massive que celle du diaphragme (cible A) étant donné qu'il est en général radialement en retrait par rapport à celui-ci. Ceci a permis de supprimer toutes les épaisseurs inutiles de matière et ainsi atténuer le moins possible les photons de Bremsstrahlung entre leur lieu de création et l'échantillon. Pour des raisons de sécurité, la structure doit

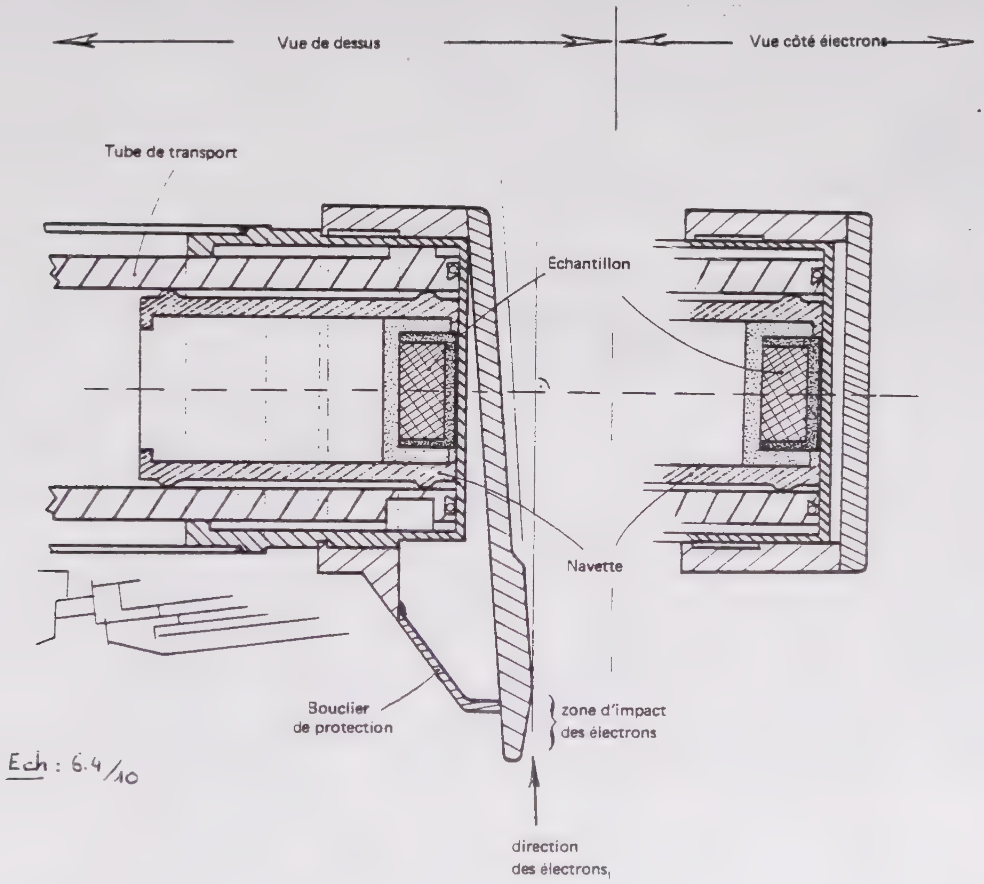


Figure 7.4: Coupe du patin B .

quand même être suffisamment robuste puisque le manchon sur lequel est emboité le patin est à la pression atmosphérique d'un côté et à 10^{-9} Torr côté plasma, et qu'il est possible que pour une position avancée du patin, une puissance thermique importante y soit déposée.

L'épaisseur d'inconel traversée par les photons de Bremsstrahlung avant de parvenir à l'échantillon est montrée en fonction de l'angle $\theta_e + \psi$ sur la figure (7.5). La courbe en continu représente l'épaisseur à traverser si on suppose que tous les photons sont créés au point d'impact de l'électron, alors que celle en pointillé représente l'épaisseur qui reste à traverser une fois sortis de la cible (hypothèse de non atténuation dans la cible). Sur la figure sont aussi portés le parcours maximum d'un électron de 15 MeV (7 mm) et la longueur d'atténuation d'un photon de 15 MeV (elle varie entre 2,6 cm (1,5 MeV) et 2,1 cm (40 MeV) avec un minimum de 1,5 cm (vers 7 MeV). On voit que les électrons sont arrêtés dans la cible. Le problème de l'atténuation des photons est assez crucial et sera reconsidéré aux chapitres IX et suivants. A l'arrière de la cible (type A ou B) est installé un système de transport des échantillons que l'on va détailler dans le prochain paragraphe.

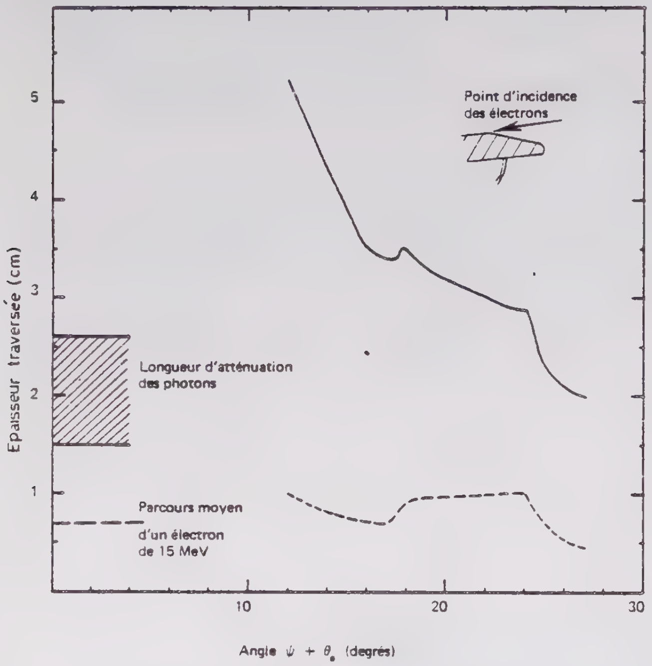


Figure 7.5 : Epaisseur d'Inconel traversée par les photons avant d'atteindre l'échantillon (voir le texte pour le commentaire)

d - Le système de transport d'échantillons

d.1) Les exigences

Etant donné que l'on s'intéresse à l'activité de radionuclides ayant un temps de vie court, le système de transport de l'échantillon irradié, doit permettre une durée de transfert, depuis la zone d'irradiation jusqu'au spectomètre, aussi courte que possible (quelques secondes.) Le retrait de l'échantillon hors du lobe de Bremsstrahlung doit même être de l'ordre de quelques millisecondes, de façon à permettre une mesure de l'activité induite entre le début de la décharge et un instant précis de retrait. Le mécanisme de transport doit assurer aussi bien le retrait d'un échantillon en irradiation, que sa mise en place avant le choc. A cela s'ajoute qu'il doit être fiable donc être de conception simple, et doit pouvoir fonctionner à une cadence moyenne d'un aller-retour toutes les 3 minutes. Une automatisation de la séquence : mise en place de l'échantillon-retrait-comptage est souhaitable vu le grand nombre de décharges plasma qui sont faite par jour en fonctionnement normal (150 chocs). Enfin l'échantillon doit pouvoir être changé aisément.

Le schéma du système complet, conçu par P. Bonnel et réalisé par l'équipe technique de TFR est montré sur la figure (7.6). Il s'agit d'un transport pneumatique de navettes pouvant fonctionner dans les deux sens, et composé d'un tube en verre acrylique, d'un système de propulsion à chaque bout, et d'un sas de chargement.

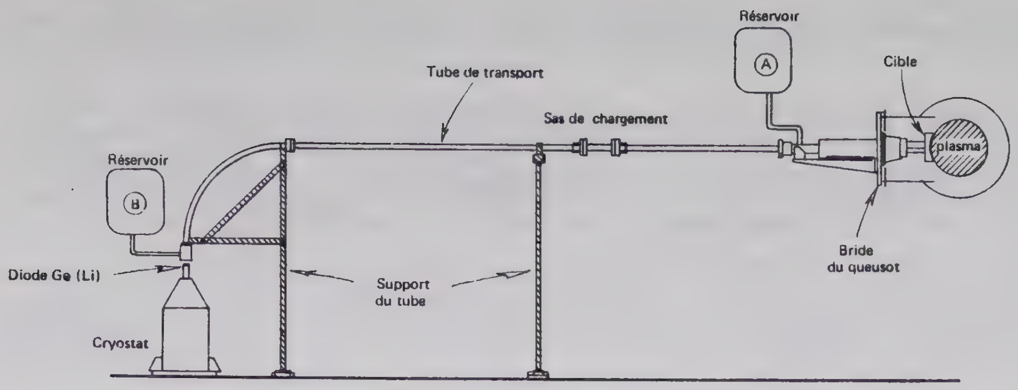
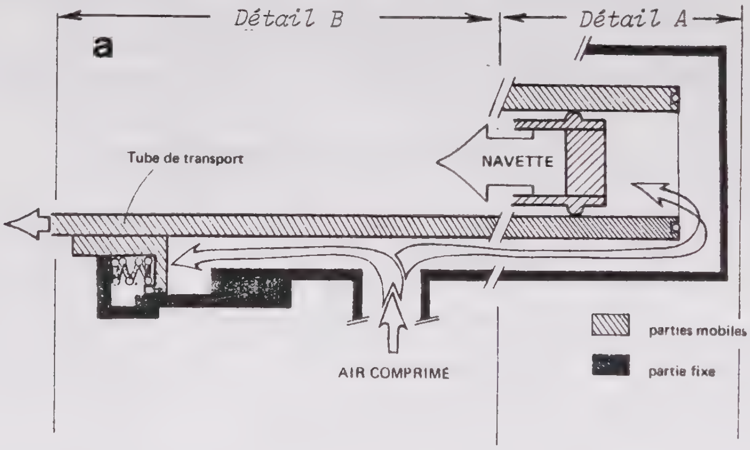


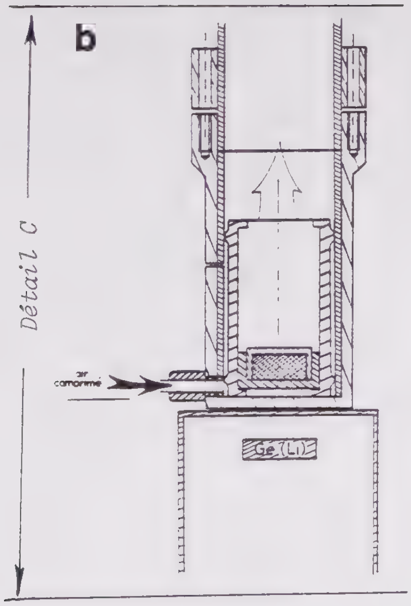
Figure 7.6 : *Vue d'ensemble du système de transport.*

d.2) Le pneumatique

Le pneumatique de propulsion côté irradiation permet de donner à la navette contenant l'échantillon une accélération très forte au retrait et fonctionne de la manière suivante (cf Fig. 7.7). Le tube de transport est emboité dans un tube de diamètre légèrement plus grand à l'intérieur duquel il peut coulisser, et comporte à son extrémité un joint torique. Au repos, un ressort plaque le tube intérieur contre le fond où le joint torique assure l'étanchéité.

Le réservoir A étant à une pression de 6 bars, l'ouverture d'une électrovanne commandée par une chronologie fait monter instantanément la pression dans l'espace entre les deux tubes. La pression est alors supérieure à la force du ressort et le tube interne coulisse en ouvrant le passage du fond et mettant





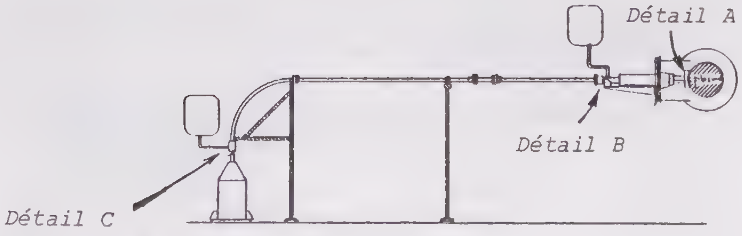


Figure 7.7 .*Schémas de fonctionnement du dispositif de retrait de la navette en (a) irradiation (b) comptage.*

le tube de transport à la pression du ballon A. La navette porte-échantillon se trouvant au moment de l'irradiation, au fond du tube est alors propulsée dans le conduit de transport.

Deux diodes émettrice/réceptrice permettent, l'une de contrôler que la navette est bien au fond du tube au moment de l'irradiation, l'autre de mesurer l'instant de passage de la navette à 10 centimètres du fond, au moment du retrait. Ceci donne une mesure de l'instant à partir duquel, l'échantillon est sorti du lobe de Bremsstrahlung et représente donc la fin de l'irradiation.

Le système complet s'est avéré fiable à l'usage. Le temps de transport total de la navette sur une distance de 20 mètres est inférieur à la seconde et celui qu'elle met pour parcourir les 10 cm au départ est de 32 msec. On verra au chapitre XII que l'intensité de Bremsstrahlung chute de plus de 3 ordres de grandeur sur les 10 cm et que la précision du retrait est inférieure à 20 ms. Le gain d'énergie des électrons découplés en 10 ms étant de 1 MeV (relation (3.36), la mesure de leur énergie par activation est à ± 1 MeV près.

Du côté du comptage, le système de propulsion est beaucoup plus simple, puisqu'on ne requiert pas une forte accélération au départ. Il est simplement constitué d'un électrovanne qui met en contact le ballon B qui est à 4 bars avec le fond du tube de transport. On remarque les orifices d'échappement qui servent à évacuer l'air devant la navette au moment où elle est retirée de l'irradiation. Une diode permet de contrôler le bon positionnement de la navette au moment du comptage.

A mi-chemin entre les deux extrémités du tube de transport est installée l'unité de chargement des navettes dont le schéma est donné sur la Figure (7.8).

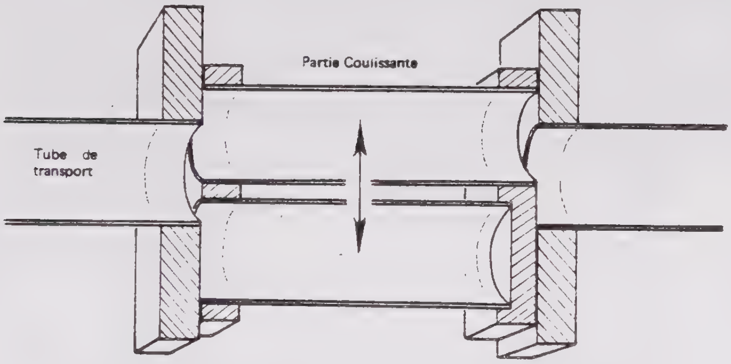


Figure 7.8 : Sas de chargement de la navette

d.3) La Navette

L'échantillon est transporté à l'intérieur d'une navette dont le schéma est donné figure (7.9). Le corps de la navette est en Polyéthylène basse densité ($(C_2H_4)_n$). L'échantillon est contenu dans un boitier dont le matériau a varié selon les expériences et pouvant être tout ou en partie Aluminium, Altuglas ($(C_5H_8O_2)_n$) ou Lucoflex ($(C_2H_3Cl)_n$).

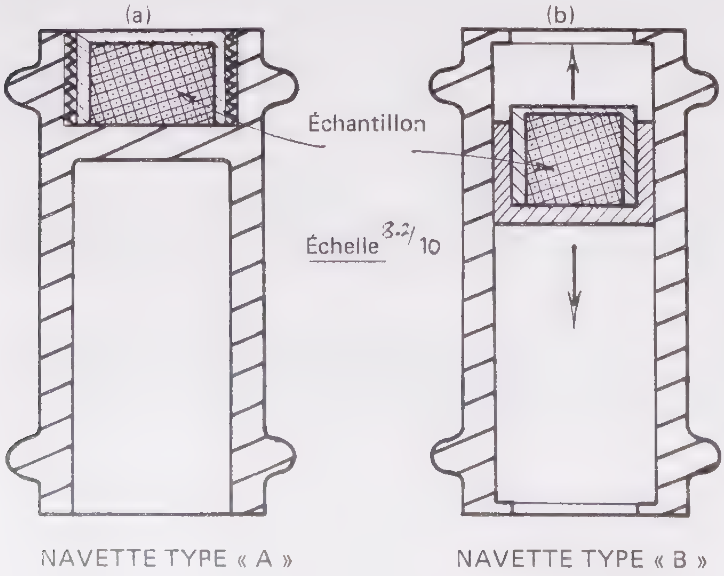


Figure 7.9 : Schémas des deux types de navettes utilisées.(a) avec le patin A, (b) avec le patin B.

Deux types de navettes ont été employés dans nos expériences. Le modèle initial qui a servi dans les mesures faites derrière le patin du diaphragme (cible A) est schématisé Figure (7.9a).

L'échantillon est en position fixe du côté de la navette tourné vers l'irradiation. De manière à ce que l'échantillon puisse être tant en position d'irradiation optimale c'est-à-dire aussi en avant que possible dont le cône de Bremsstrahlung, qu'en position de comptage optimal, c'est-à-dire aussi près que possible du spectromètre gamma, un deuxième type de navette (cf Figure 7 .9b) où le boitier contenant l'échantillon coulisse à l'intérieur de la navette, a été réalisé. Ainsi, en irradiation c'est l'impulsion de pression lors de la mise en place de la navette, qui positionne l'échantillon, et en comptage, c'est la gravité qui s'en charge puisque le tube arrive verticalement sur le détecteur. Ce type de navette a servi pour toutes les expériences faites avec le patin type B.

Il faut remarquer que la navette et les boitiers contiennent du carbone, du chlore et de l'Aluminium qui sont des éléments donnant des radionuclides de court temps de vie utilisable pour notre mesure (VII b-2).

d.4) La logique de commande

Toutes les opérations de transfert de navette, début de comptage retrait en cours de décharge, sont assurés électroniquement à distance, et leur commande peut-être soit automatique soit manuelle. Le système de commande a été réalisé par L. DUBAIL et est schématisé sur la figure (7.10). Il regroupe dans un tiroir NIM toutes les fonctions de pilotage et de contrôle de position de la navette. La chronologie d'une séquence de mesure est montrée sur la figure (7 .11). La base temps à l'intérieur du cadre traitillé est de 100 millisecondes par division alors qu'en dehors elle est de 2 secondes par division.

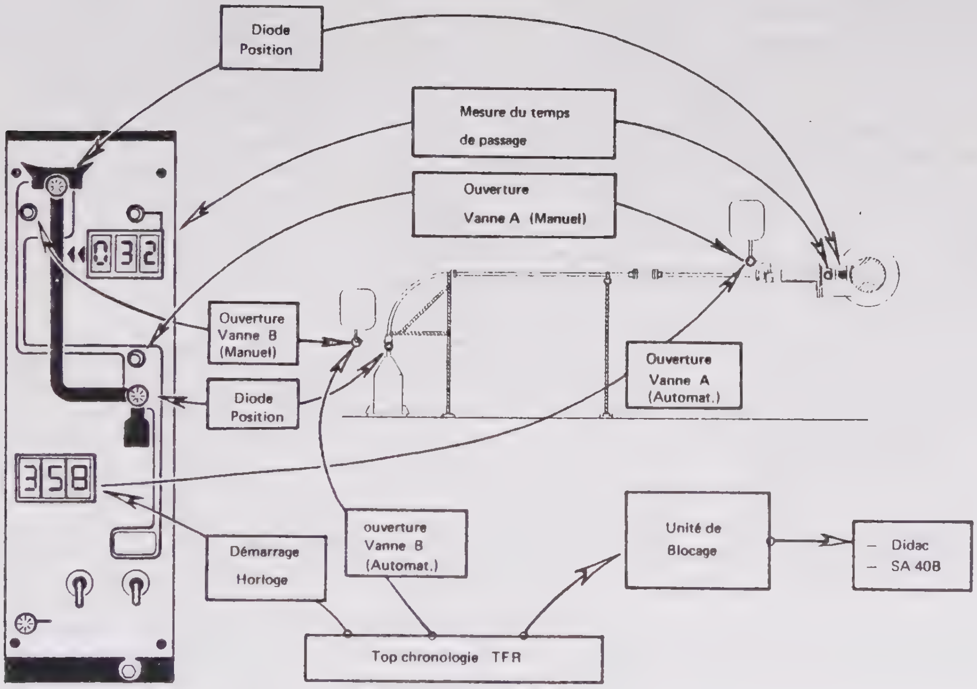


Figure 7.10 : Synoptique du tiroir de commande du pneumatique

Les temps qui jouent un rôle important dans l'expérience sont :

- t_{lc} : temps de lancement du choc ; c'est le début de la séquence de commande
- t_o : début du courant plasma
- t_r : instant de retrait de l'échantillon ; la durée d'irradiation de l'échantillon est donc $(t_r - t_o)$
- t_{fb} : l'instant de fin de blocage de l'unité de comptage d'impulsion
- t_{dc} : début du comptage d'impulsions ; c'est le début de la mesure de l'activité de l'échantillon.

On peut remarquer que $(t_{dc} - t_r)$ est la durée pendant laquelle l'activité décroit sans qu'on puisse la mesurer.
t_{dc} est le seul temps qui est variable d'une décharge à l'autre car il provient d'une inhibition du système de comptage liée aux rayonnements parasites pendant la décharge (on verra ce point au paragraphe suivant)

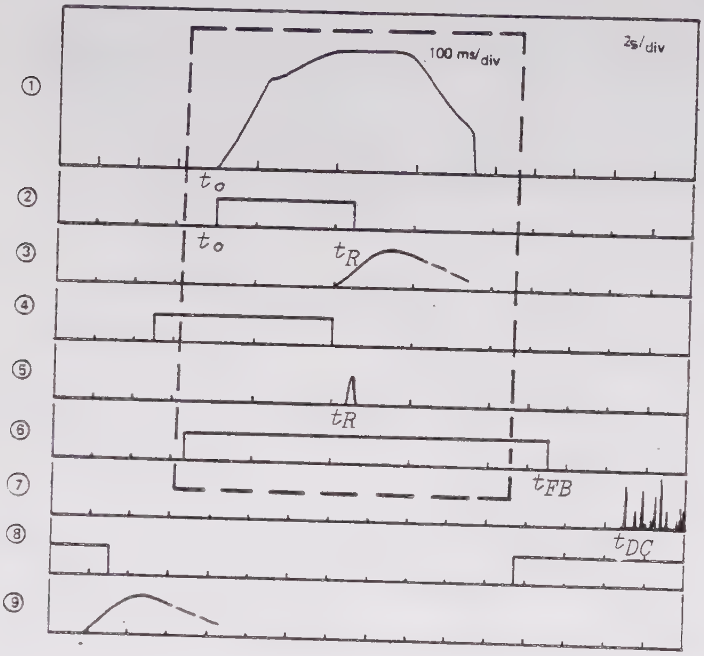


Figure 7.11 :
1. Courant plasma
2. Horloge de temps d'irradation
3. Pression pneumatique côté irradation
4. Diode de position en irradation
5. Diode de passage à 10 cm
6. Blocage de l'installation de comptage
7. Démarrage du comptage
8. Diode de position en comptage
9. Pression pneumatique côté comptage

e - Le spectromètre gamma

e.1) Implantation

La mesure de l'activation induite dans l'échantillon est réalisée avec un détecteur à semiconducteur Ge (Li). La diode proprement dite est logée à l'intérieur d'un capot de protection, à une distance de 12 mm de la face avant. Elle est sensible au rayonnement électromagnétique d'énergie comprise entre 50 KeV et 3 MeV. Ce type de détecteur se caractérise par une excellente efficacité dans cette gamme d'énergie, c'est-à-dire que la proportion d'impulsions correspondant à une absorption totale de l'énergie du photon incident, est élevée. On verra sa valeur au moment de l'étalonnage.

Dans un premier temps, pour la série d'expériences avec le patin A, le détecteur était placé à une distance de 5 m du tokamak et était protégé du rayonnement émis par T.F.R. en cours de décharge, par un chateau de Plomb de 10 cm d'épaisseur, ouvert à la partie supérieure pour permettre le passage de l'échantillon. Cette protection n'était pourtant pas suffisante, car pour certaines séries de décharges, il s'écoulait plusieurs secondes après chaque choc, avant que le détecteur ne commence à délivrer des impulsions provenant de la radioactivité de l'échantillon. Cette duré d'inhibition est bien sûr un handicap quand il s'agit de mesurer l'activité d'un radionuclide de temps de vie très court comme le Pb^{207} m $(T_{1/2} = .8$ s).

Pour la série d'expériences avec le patin B l'ensemble formé par le détecteur, son préamplificateur et le château de Plomb ont été placés derrière le mur d'enceinte de T.F.R. (cf Fig. 7.1) ce qui constitue donc pour la diode une protection supplémentaire de 30 cm de béton. Par ailleurs, cela mettait la diode à une distance de 12 m du tokamak. Toutes ces mesures se sont avérées peu efficaces, car le temps d'inhibition est resté de l'ordre de 0 à 8 secondes.

e.2) Etalonnage

L'étalonnage du Ge (Li) a été fait dans la configuration de comptage en mettant des sources radioactives gamma dans le boitier contenant normalement l'échantillon irradié. On tient compte de cette façon de l'atténuation des gamma de radioactivité dans les structures se trouvant entre l'échantillon et le semi-conducteur Ge (Li). Les courbes d'étalonnage ainsi obtenues avec des sources de Co^{57}, Co^{60}, Na^{22} et Y^{88} sont données sur la figure (7.12). On y présente en fonction de l'énergie l'efficacité de la diode, c'est-à-dire le nombre d'impulsions correspondant à une absorption totale, délivrées par le Ge (Li), par photon incident (Trait continu).

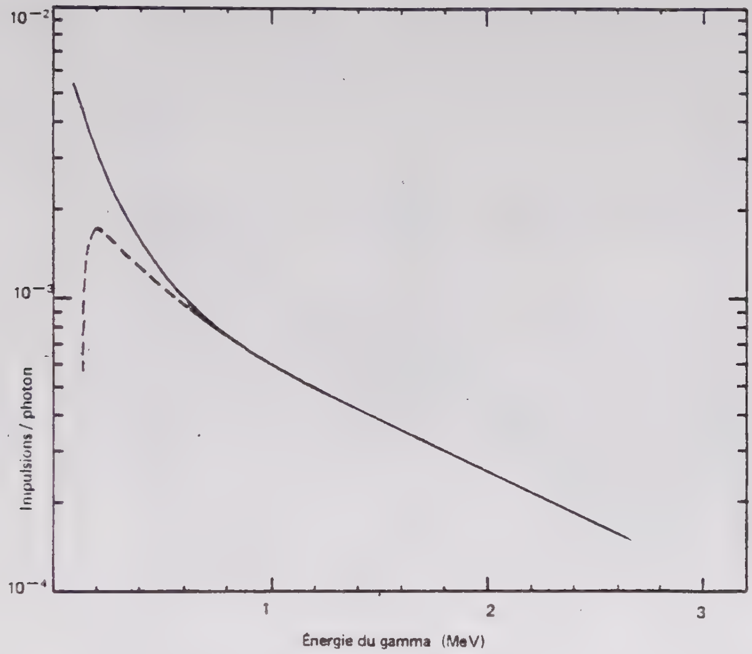


Figure 7.12 : Efficacité de la diode Ge(Li) dans la configuration d'irradiation. La courbe en pointillé est obtenue en tenant compte de l' absorption des gammmas dans l'échantillon.

Il reste pourtant un effet dont on ne tient pas compte avec cette méthode d'étalonnage. Les échantillons que l'on irradie dans le faisceau de Bremsstrahlung ont en effet un certain volume et il s'y produit donc de l'autoabsorption du rayonnement gamma de radioactivité, d'autant plus importante que l'on se trouve à basse énergie. On verra au chapitre XII que la partie la plus activée de l'échantillon est celle située du côté de la cible au moment de l'irradiation et les gammas qu'elle émet doivent traverser tout l'échantillon avant d'atteindre le Ge (Li) en position de comptage. La correction d'étalonnage qui en découle est calculée de la manière suivante :

On considère le modèle unidimensionnel de la figure (7.13). Pour un échantillon de coefficient λ_E d'atténuation linéaire des gammas, le nombre de photons $N_E(Z)$ d'énergie E émis en z dans dz (cf figure 4.12) que l'on retrouve en ε c'est-à-dire à la sortie de l'échantillon s'écrit :

$$dN_e(Z) = N_E(Z)\ dZ\ \exp\left(-\lambda_E\ (\varepsilon - Z)\right)$$

Pour tout l'échantillon d'épaisseur E on a alors :

$$N_E = \int_0^{\varepsilon} N_E(Z) \cdot dZ\ \exp\left(-\lambda_E(\varepsilon - Z)\right)$$

la fonction $N_E(Z)$ est connue expérimentalement et on verra au chapitre XI qu'elle est de la forme (pour le patin A) :

$$N_E(Z) \sim (Z - Z_o)^{-2}$$

pour le patin B, $N_E(Z) \approx C^{te}$ et par conséquent

$$N_E = \frac{1}{E}\left((1 - \exp(-\lambda_E \varepsilon)\right)$$

L'efficacité corrigée, calculée numériquement est montrée pour un échantillon de Plomb sur la figure 7.12 (courbe en traitillé). Remarquons que λ_E dépend de l'échantillon et qu'il y a par conséquent une courbe d'étalonnage par échantillon.

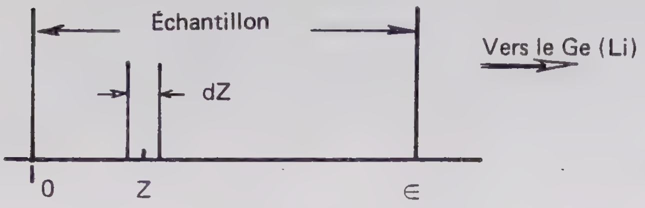


Figure 7.13 :

e.3) Electronique de comptage

A la sortie du Ge (Li) les impulsions doivent subir un traitement de mise en forme pour ensuite être analysées. Le système que l'on va décrire est schématisé sur la figure 7.14.

Le signal délivré par le Ge (Li) passe par un préamplificateur avant de parcourir une distance d'environ 40 mètres dans un câble blindé de 50 Ω/m jusqu'à la salle d'expérimentation. Avant d'entrer dans un amplificateur de mise en forme le signal est filtré passe-haut. La sortie de l'amplificateur est directement reliée à un ou deux analyseurs multicanaux (en parallèle).

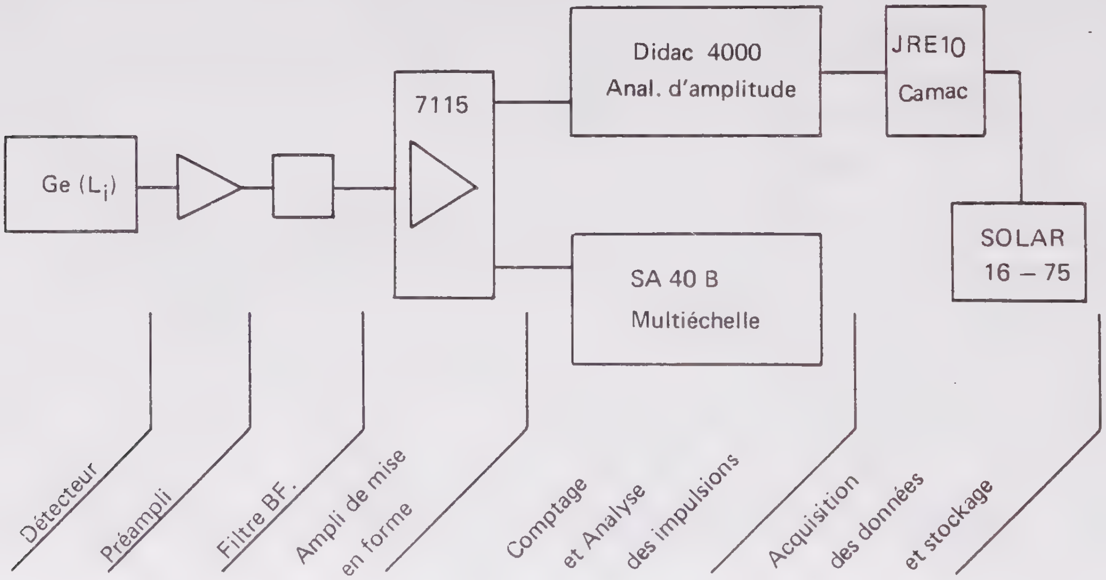


Figure 7.14 : *Synoptique de la chaine électronique de comptage.*

- Filtre Basses fréquences

Un filtre passe-haut a été utilisé pour atténuer un signal parasite de 50 H_Z (plus harmoniques). Un tel signal modifie l'amplitude des impulsions, entachant leur analyse d'une erreur. Cela entraine en particulier un élargissement des pics d'absorption totale.

- Amplificateur de mise en forme

Les taux de comptage rencontrés peuvent être élevés et il peut y avoir de l'empilement d'impulsion lorsque l'activité de l'échantillon est élevée. L'analyse en amplitude de ces impulsions conduit à des résultats faux et il est donc nécessaire de disposer d'un système de rejet d'empilement. D'autre part les analyseurs multicanaux ne sont sensibles qu'à des impulsions de forme bien calibrée. Le module linéaire 7115 de Schlumberger que l'on a utilisé est un amplificateur permettant simultanément la mise en forme et le rejet d'empilement.

- Analyseurs multicanaux

Deux modèles d'analyseurs d'impulsions ont été utilisés : un SA40B et un DIDAC 4000 (intertechnique). Le SA40B était utilisé en mode multiéchelle permettant une mesure en fonction du temps de l'activité totale de l'échantillon. Ceci donne en particulier la période d'un radionuclide (si l'échantillon est un élément simple) et une mesure du temps d'inhibition du préampli (voir Fig. 7.11) Le DIDAC 4000 était utilisé en mode d'analyse d'amplitude qui permet la mesure du spectre énergétique gamma de l'échantillon. Un tel spectre est montré sur la figure 7.15 pour un échantillon composé de Y_2O_3, Mo, Pb

L'identification des pics d'absorption totale employait simultanément le SA40B (→ période) et le DIDAC 4000 (→ énergie).

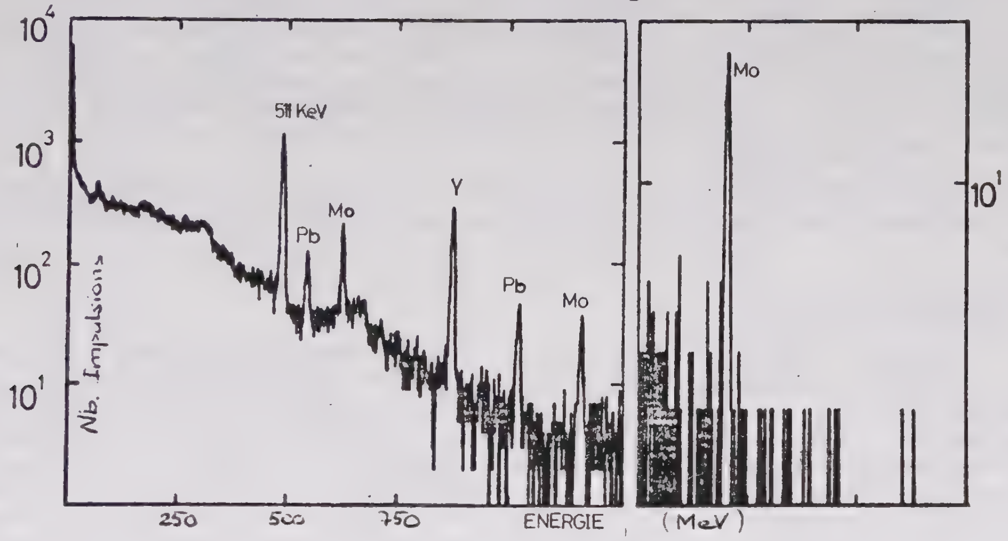


Figure 7.15 : Exemple de spectre gamma mesuré avec la chaine de comptage de la figure 7.14.

- Acquisition sur ordinateur

Les spectres établis par le DIDAC 4000 étaient acquis par un ordinateur SOLAR 16-65 par l'intermédiaire d'un chassis JRE 10 (standard CAMAC) et stockés sur bande magnétique en vue de leur traitement différé en temps.

e.4) Comportement en présence de radiations parasites

Pendant une décharge plasma, tout l'environnement de TFR est soumis à un intense rayonnement X durs, venant surtout du diaphragme (chap. IV) Pour cette raison les éléments de la chaine de comptage ont été autant que possible placés à l'écart de TFR derrière les murs d'enceinte en béton. Comme on l'a déjà mentionné au paragraphe précédent, la protection de la diode Ge (Li) n'était pas suffisante (30 cm de béton + 10 cm de Plomb) et dans certains cas de décharge, elle ne commençait à compter que plusieurs secondes après la fin du choc. figure 7.16 montre le signal reçu en fonction du temps au niveau du SA40B pour un cas d'inhibition typique. L'origine exacte du phénomène n'a pas été déterminée. Il n'est en tout cas pas lié à une activité trop importante de l'échantillon car il se produit même en l'absence de celui-ci. On l'attribue à une saturation de

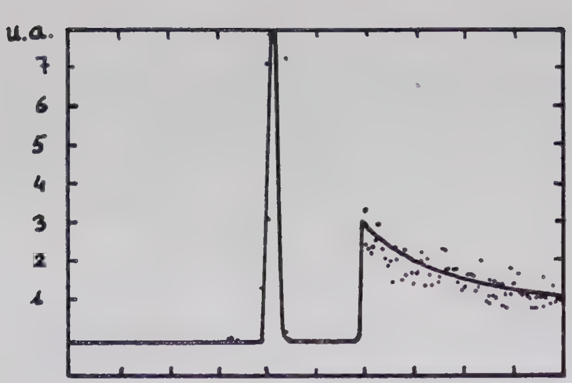


Figure 7.16 : Mise en évidence de l'inhibition de la Ge(Li). après son exposition au rayonnement x-dur pendant une décharge

l'étage d'entrée du préamplificateur sous l'effet des rayons X durs pendant la décharge.

ANNEXE A VII.1 - Autopsie d'un diaphragme

On présente dans cette Annexe, à titre de rappel, des mesures qui ont déjà fait l'objet d'une publication [10], et qui sont une description de la distribution spatiale de l'activation induite par les électrons découplés à l'intérieur du patin médian de TFR. Ces mesures ont en particulier servi à la conception du dispositif expérimental de spectrométrie par activation résolue dans le temps.

La description de la méthode employée pour mesurer la distribution spatiale de l'activation, est suivie de l'exposé des principaux résultats expérimentaux obtenus.

a - Méthodes employées

Le patin extérieur étudié a servi de diaphragme sur TFR pendant une période de deux mois, ce qui correspond à peu près à 900 décharges plasma, parmi lesquelles une centaines ont produit un signal X-dur important et sont probablement à l'origine de l'activation. Une première mesure faite quelques jours après que le patin extérieur médian du diaphragme ait été retiré de la machine, a été une spectrométrie gamma du patin entier, en vue de déterminer l'activité individuelle des différents radioisotopes présent, et d'identifier le plus actif d'entre eux. Celui-ci s'est avéré être le Co^{57} ($T_{1/2}$=270 jours), qui peut provenir des réactions suivantes:

Co^{59} (X,n) Co^{58} $\xrightarrow{\beta^+}$ Co^{57} seuil à 12.20 MeV

Ni^{58} (X,p) Co^{57} seuil à 10.46 MeV

où X est soit un électron (phénomène dominant à la surface de la cible, jusqu'à 1 mm de profondeur), soit un photon.

La seconde mesure, a été la détermination de la distribution spatiale de ce radioisotope dans la patin, par la méthode suivante:

- la matière du diaphragme a été prélevée par carrotages de 8 mm de diamètre, et échantillonnée millimètre par millimètre en profondeur. Dans certains cas, on a seulement prélevé un millimètre en surface.

- l'activité du Co^{57} a ensuite été déterminée pour chaque échantillon.

b - Résultats expérimentaux

La figure 7.17 donne l'activité en surface (dans une couche d'un millimètre d'épaisseur) sur la face du patin dirigée vers le plasma. Les lignes d'iso-activité obtenues par interpolation linéaire entre les points expérimentaux, montrent l'existence d'une tache d'activité légèrement décentrée vers le bas du patin et vers l'amont du sens de rotation toroïdal des électrons (côté électronique).

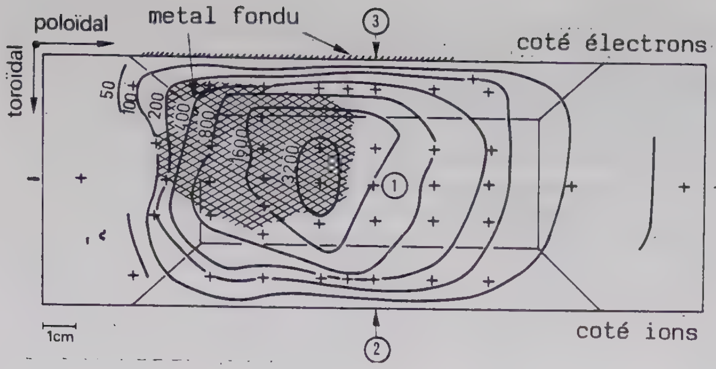
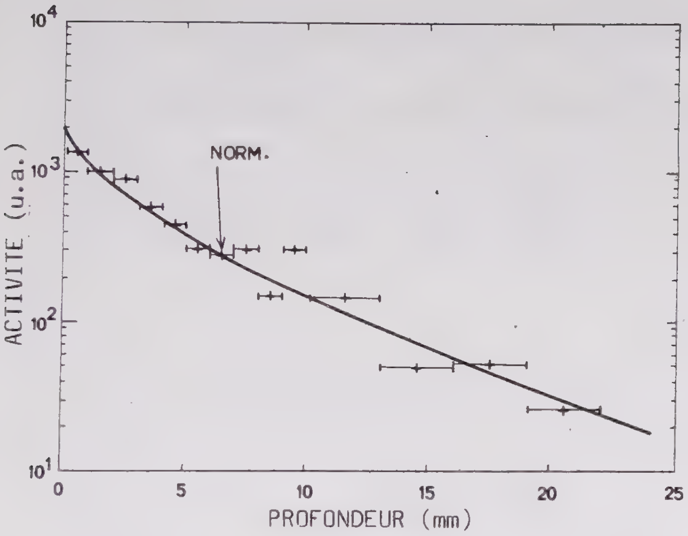


Figure 7.17 : *Activité mesurée en surface sur la face tournée vers le plasma.*

Les zones hachurées sont celles où le métal a été fortement fondu, en surface ; la fusion forme en certains endroits des coulées. Bien que décalés dans le même sens par rapport au centre de symétrie de la face avant du patin, les centres des taches d'activité et de fusion ne coincident pas exactement ce qui tend à montrer que les deux phénomènes ne sont pas dûs aux mêmes électrons.

La variation de l'activité en fonction de la profondeur est montrée sur la figure 7.18 pour le carottage N° 1 au centre de la face avant (cf Fig. 7.17). L'activité décroit de façon monotone quand la profondeur augmente ; elle chute d'un ordre de grandeur dans les 10 premiers millimètres.



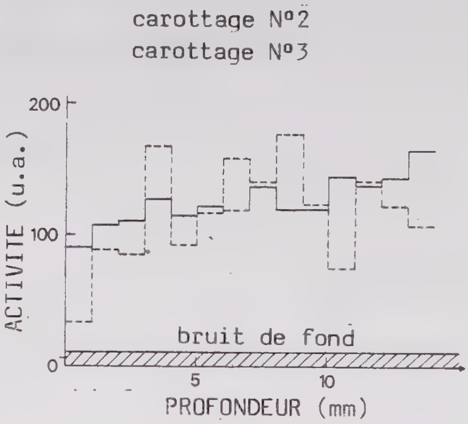


Figure 7.18: Variation de l'activité en fonction de la profondeur au centre du patin(carottage 1 sur la figure 7.17):

Figure 7.19 : Variation de l'activité en fonction de la profondeur pour les carottages sur les flancs du patin(N° 2 et 3 sur la figure 7.17).

La figure 7.19 représente la variation de l'activité en fonction de la profondeur, pour les carottages N° 2 et 3 respectivement situés sur le côté ionique et électronique du patin. On n'observe plus de décroissance mais un niveau constant ou très légèrement croissant vers l'intérieur du patin.

La figure 7.20 donne l'allure des isoactivités dans la section équatoriale du patin (section au niveau des carottages 1,2 et 3). Les croix indiquent les points d'échantillonnage. Les isoactivités sont obtenues par interpolation linéaire entre les points expérimentaux ; elles sont très planes et parallèles à la face avant dans la région centrale du patin.

Les caractéristiques de la distribution spatiale expérimentale de l'activité peuvent être résumées comme suit :

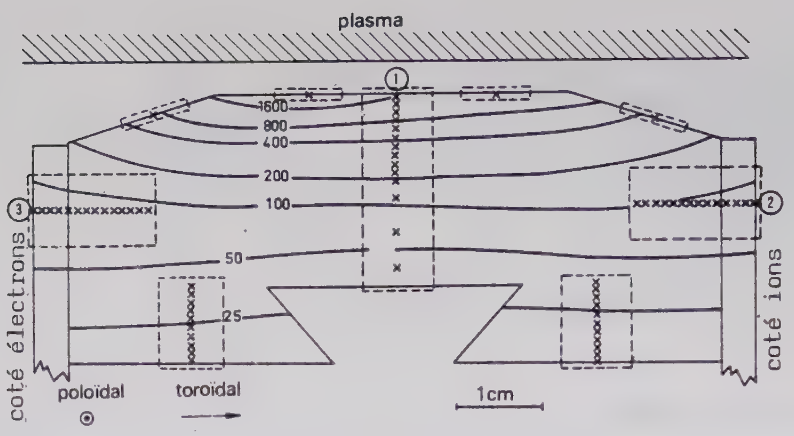


Figure 7.20 : Isoactivités dans la section equatoriale du patin.

- décroissance monotone de l'activité en fonction de la profondeur, diminution d'un facteur 10 à environ 10 mm de profondeur derrière la face avant.

- Isoactivités, planes et parallèles à la face avant, dans toute la partie centrale du patin.

- Pas de dissymétrie marquée entre les côtés ioniques et électroniques.

CHAPITRE VIII- Le formalisme mathématique

Ayant vu au chapitre précédent, de quelle façon l'activité induite dans un échantillon est mesurée, nous allons à présent poser une partie du formalisme mathématique de la méthode par activation. Il s'agit de la première convolution (Bremsstrahlung → Activation) qui permet d'exprimer le nombre de radionuclides d'un isotope qui proviennent de l'intéraction des photons de Bremsstrahlung avec l'échantillon, puis le nombre d'impulsions enregistrées par le spectromètre gamma (voir le diagramme 2 Chap VI). On ne parlera pas de la deuxième convolution (électrons découplés → Bremsstrahlung) qui a été esquissée dans le chapitre (IV Ba-3) et qui sera exposée en détail au chapitre (IXc) sous sa forme adaptée au calcul numérique. Le présent chapitre peut-être sauté par un lecteur rapide qui peut de contenter de la description de la méthode par activation présentée au chapitre VI.

De façon à faciliter la lecture du chapitre on précise au départ les notations et les résultats d'autres chapitres, qui sont utilisés ici. On traite ensuite successivement l'impact d'un électron, d'un spectre d'électrons, et d'une distribution d'électrons.

a) Notations

On considère un électron d'énergie E_e incident à un instant t en un point I et sous un angle θ_e sur une cible plane infinie et homogène comme indiqué sur la Figure 8.1. Les électrons font des photons de Bremsstrahlung dont le nombre émis dans l'angle solide $d\Omega = 2\pi \sin\psi \, d\psi$ autour de la direction ψ, avec une énergie E_γ est calculé au chapitre IXc. L'angle α est l'angle de rotation autour de la direction d'incidence des électrons et ψ l'angle que font les photons avec cette même direction. La coordonnée r est prise selon la direction d'impact de l'électron. On suppose que l'échantillon irradié est à une distance du point I, telle que la source des photons puisse être considéré comme ponctuelle et confondue avec I ce qui équivaut à considérer que le parcours des électrons est faible devant la distance cible-échantillon.

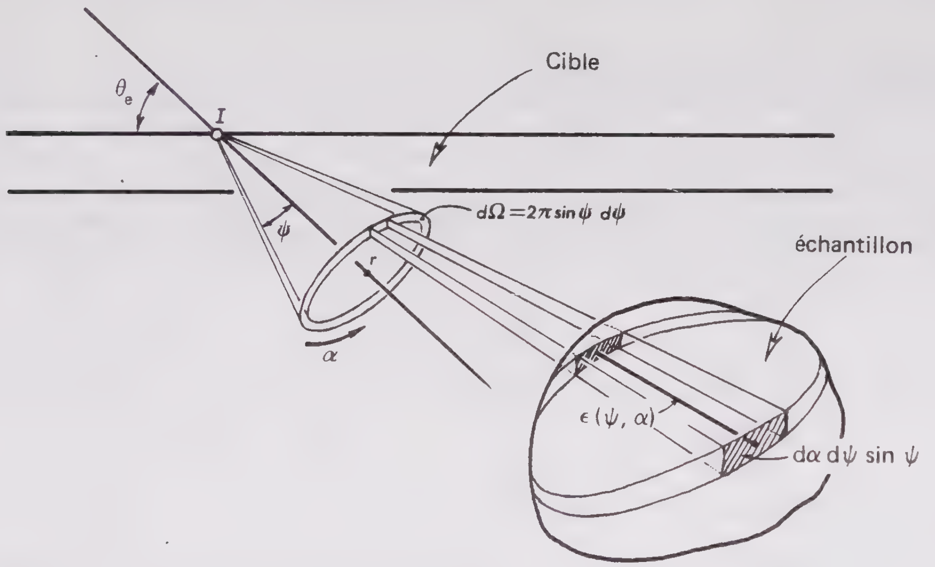


Figure 8.1 : Explication des notations utilisées pour le traitement mathématique dans ce chapitre

b) Le nombre de radionuclides formés

Soit $P(E_\gamma, E_e, \psi) \, dE_\gamma$ le nombre de photons de Bremsstrahlung d'énergie comprise entre E_γ et $E_\gamma + dE_\gamma$ émis par électron d'énergie E_e et par unité d'angle solide autour de la direction ψ. Le nombre de radionuclides de l'isotope i, créés par unité de longueur dans cette direction, s'écrit :

$$R_i \, (E_\gamma, E_e, \psi) \, dE_\gamma = n_j \, P(E_\gamma, E_e, \psi) \, \sigma_{ij} \, (E_\gamma) \, dE_\gamma \qquad (8\text{-}1)$$

où n_j est la densité d'atomes de l'élément parent j et $\sigma_{ij}(E_\gamma)$ est la section efficace de formation de i à partir de j par intéraction photonucléaire. On a vu au chapitre précédent que les photons doivent traverser une épaisseur de matière avant d'atteindre l'échantillon. La prise en compte de cette atténuation modifie R_i, qui devient :

$$R_{ia}(E_\gamma, E_e, \psi)\, dE_\gamma = R_i\,(E_\gamma, E_e, \psi)\, dE_\gamma \exp\left(-\lambda\,(E_\gamma)\varepsilon_a\,(\psi)\right) \quad (8\text{-}2)$$

où $\lambda\,(E_\gamma)$ est le coefficient d'atténuation des photons d'énergie E_γ et $\varepsilon_a(\psi)$ l'épaisseur à traverser dans la direction ψ.

Pour le spectre de Bremsstrahlung complet, le nombre de radioéléments crées par unité d'angle solide, par unité de longueur et par électron, dans la direction ψ s'écrit :

$$R'_i\,(E_e, \psi) = n_j \int_{E_{ij}}^{E_e} P(E_\gamma, E_e, \psi) \exp\,(-\lambda\,(E_\gamma)\varepsilon_a(\psi))\, \sigma_{ij}\,(E_\gamma)\, dE_\gamma \quad (8\text{-}3)$$

où E_{ij} est le seuil de la réaction j → i. Comme $\lambda(E_\gamma)$ varie faiblement dans l'intervalle d'énergie 2 à 40 MeV (.38 ⩽ λ ⩽ .55 cm^{-1} cf Figure 4.12) on fait l'approximation $\lambda\,(E_\gamma) = \lambda\,(E_e, E_{ij})\ \forall\ E_{ij} \leqslant E_\gamma \leqslant E_e$ avec

$$\lambda(E_e, E_{ij}) = \frac{1}{E_e - E_{ij}} \int_{E_{ij}}^{E_e} \lambda\,(E_\gamma)\, dE_\gamma \quad (8\text{-}4)$$

De cette façon, l'exponentielle ne dépend plus de E_γ et le nombre $R'_i\,(E_e, \psi)$ devient :

$$R'_i\,(E_e, \psi) = \exp(-\lambda\,(E_e, E_{ij})\ \varepsilon_a\,(\psi)) \int_{E_{ij}}^{E_e} R_i\,(E_\gamma, E_e, \psi)\, dE_\gamma \quad (8\text{-}5)$$

Pour un nombre d'électrons $S_e\,(E_e, t)\, dE_e$ incident sur la cible par unité de temps à l'instant t et ayant une énergie comprise entre E_e et $E_e + dE_e$ le nombre de radionuclides créés par unité de longueur, et par unité d'angle solide dans la direction ψ est par unité de temps :

$$R''_i\,(\psi, t) = \int_{E_{ij}}^{E_M} S_e\,(E_e, t)\, dE_e\ R'_i\,(E_e, \psi) \quad (8\text{-}6)$$

(at/cm strd S)

où E_M est l'énergie maximale des électrons.

Comme indiqué sur la figure 8.1, les photons sont émis isotropiquement dans l'angle solide $2\pi \sin\psi\, d\psi$. Or d'une manière générale, seule une portion de cet angle solide a une intersection avec l'échantillon. Soit $\varepsilon(\alpha,\psi)$ l'épaisseur d'échantillon traversée par les photons émis dans l'angle solide $d\alpha\, d\psi \sin\psi$ dans la direction (ψ,α). Le nombre de radionuclides i formés dans le volume ainsi défini est égal à :

$$R'''_i(\alpha, \psi, t)\, d\alpha\, d\psi = \varepsilon\,(\alpha,\psi)\, R''_i\,(\psi,t) \sin\psi\, d\psi\, d\alpha \quad (s^{-1}) \quad (8\text{-}7)$$

Le volume total de l'échantillon, que l'on prend convexe (c'est le cas de nos échantillons) est entièrement défini par la connaissance de $\varepsilon(\alpha,\psi)$ et des bornes ψ_1, ψ_2 et α_1, α_2 où $\alpha = \alpha_\Sigma\,(\psi,r)$ est la surface Σ de l'échantillon. Le nombre de radionuclides crées par unité de temps à l'instant t dans ce volume s'écrit :

$$R^{iv}_i\,(t) = \int_{\psi_1}^{\psi_2}\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} R'''_i(\alpha,\psi,t)\, d\alpha\, d\psi = \int_{\psi_1}^{\psi_2} R''_i\,(\psi,t) \left[\sin\psi\, d\psi \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \varepsilon(\psi,\alpha)\, d\alpha\right] \quad (8\text{-}8)$$

On fera par la suite fréquemment allusion à la quantité entre crochets qui a la dimension (angle solide x longueur). On l'appelera l'angle solide linéique $\Omega_I(\psi)\, d\psi$ (l'indice I indique qu'il dépend du point d'impact).

$$\Omega_I(\psi)\, d\psi = \sin\psi\, d\psi \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \varepsilon(\psi,\alpha)\, d\alpha \qquad (8-9)$$

Remarquons par ailleurs, que $\varepsilon_a(\psi)$ l'épaisseur de matière atténuant le faisceau de photons dans la direction ψ, dépend en réalité également de α. Mais dans la configuration expérimentale utilisée ici, cette dépendance peut être négligée.

Le nombre de radionuclides i créés pendant une irradiation entre $t_1 = 0$ et $t_2 = \tau_{iR}$, est la quantité $R_i^{iv}(t)\, dt$ intégrée dans le temps.

$$R_i^{v}(\tau_{iR}) = \int_0^{\tau_{iR}} R_i^{iv}(t)\, dt = \int_{\psi_1}^{\psi_2} \Omega_I(\psi)\, d\psi \int_0^{\tau_{iR}} R_i''(\psi,t)\, dt \qquad (8-10)$$

Jusqu'ici on n'a considéré que des électrons incidents avec un angle θ_e au point I. Or on a vu au chapitre III que des électrons découplés ont une certaine distribution angulaire au moment de l'impact. De plus, on verra au chapitre XB, que les E.D. peuvent être transportés à des rayons supérieurs au rayon r_L du diaphragme et on doit donc considérer une distribution radiale des E.D. Soit $S_e^v(E_e,t,\theta_e,r)\, dE_e\, d\theta_e\, d_r$. Cette distribution angulaire et radiale que l'on normalise par :

$$S_e(E_e,t)\, dE_e = \int_0^{\theta_M} d\theta_e \int_{r_L}^{r_p} S_e^v(E_e,t,\theta_e,r)\, dE_e,\, d_r \qquad (8-11)$$

où θ_M est l'angle d'incidence maximum des électrons et r_p le rayon de la chambre à vide. Les quantités R_i' à R_i^{v} sont modifiées en conséquence lorsqu'on remplace $S_e(E_e,t)$ par S_e^{v} (exemple $R_i''(\psi,t)$ devient $R_i''(\psi,t,\theta_e,r)$. La quantité $R_i^v(\tau_{iR})$ devient alors $R_i^v(\tau_{iR},\theta_e,r)$ et représente le nombre de radionuclides i crées pendant τ_{iR} par les électrons incidents sur la cible avec un angle compris entre θ_e et $\theta_e + d\theta_e$ et dans l'intervalle radial $[r, r + d_r]$.
En intégrant en θ_e et en r on obtient le nombre total de radionuclides de l'espèce i formés dans l'échantillon pendant une irradiation de durée τ_{iR} :

$$R_i^{vi}(\tau_{iR}) = \int_{r_L}^{r_p} d_r \int_0^{\theta_M} d\theta_e \int_{\psi_1}^{\psi_2} \Omega_I'(\theta_e,\psi,r)\, d\psi \int_0^{\tau_{iR}} R_i''(\psi,t,\theta_e,r)\, dt \qquad (8-12)$$

où $\Omega_I'(\theta_e,\psi,r)d\psi$ est l'angle solide linéique pour l'incidence θ_e au rayon r.

Les différentes expressions que l'on vient de voir, ont permis de relier le spectre électronique incident sur une cible, au nombre de noyaux radioactifs qui sont créés à la suite de leur intéraction avec la matière de l'échantillon.

c - Le spectre gamma

Il reste maintenant à relier ce nombre de noyaux, à la quantité mesurée expérimentalement, c'est-à-dire au nombre de photons provenant de la désintégration des noyaux activés.

Le nombre de noyaux du radioisotope i créés dans l'intervalle de temps (t, t + dt) dans le volume irradié étant $R_i^{iv}(t)$, dt l'activité $dA_i(t)$ correspondante dans le même intervalle de temps, s'écrit pour un angle d'incidence des électrons :

$$dA_i(t) = \lambda_i\, R_i^{iv}(t)\, dt \qquad (S^{-1}) \qquad (8-13)$$

avec $\lambda_i = \ln 2/T_i$, où T_i est la période radioactive de l'isotope i. A l'instant $t' > t$ cette activité devient :

$$dA_i(t') = dA_i(t) \exp[-\lambda_i(t' - t)] \qquad (8-14)$$

Un isotope i donné, peut se désintégrer suivant une ou plusieurs voies, chacune pouvant être accompagnée de l'émission de photons d'énergie E_{gi} en proportion α_{gi}. Le nombre de photons $dN_p(t,t', E_{gi})dt'$ d'énergie E_{gi}, émis durant dt' à l'instant t' s'écrit pour une irradiation entre t et t + dt :

$$dN_p(t,t',E_{gi})dt' = \alpha_{gi}\, dA_i(t) \exp[-\lambda_i(t' - t)]\; dt'$$

Pour une mesure débutant à l'instant t_D et de durée τ_M ce nombre devient :

$$dN'_p(t,E_{gi}) = \int_{t_D}^{t_D + \tau_M} dN_p(t,t',E_{gi})\, dt'$$

$$= \alpha_{gi}\, R_i^{iv}(t)\, dt \exp(-\lambda_i(t_D - t))\, [1 - \exp(-\lambda_i \tau_M)] \qquad (8-15)$$

Le nombre de photons de radioactivité émis entre t_D et $t_D + \tau_M$ par un volume irradié entre t_1 et $t_1 + \tau_{iR}$ s'écrit finalement :

$$N''_p(E_{gi}) = \int_{t_D}^{t_D + \tau_{iR}} dN'_p(t,t',E_{gi})\, dt'$$

$$= \alpha_{gi}[1 - \exp(-\lambda_i \tau_M)] \int_{t_1}^{t_1 + \tau_{iR}} R_i^{iv}(t) \exp(-\lambda_i(t_D - t))\, dt \qquad (8-16)$$

On peut remarquer, que si l'on considère un isotope i pour lequel $T_i \gg t_D - t$ (ce qui est souvent le cas en pratique), l'exponentielle sous l'intégrale vaut à peu près 1 et on a alors :

$$N''_p(E_{gi}) = \alpha_{gi}\, [1 - \exp(-\lambda_i \tau_M)]\; R_i^v(t_1, \tau_{iR}) \qquad (8-17)$$

L'expression correspondante pour R_i^{vi} s'obtient de manière analogue.

Finalement, soit $\eta = \eta(E_{gi})$ l'efficacité en énergie de l'instrument de détection des photons de radioactivité, c'est-à-dire le nombre d'impulsions délivrées par photon incident sur l'instrument. Le nombre d'impulsions $I(E_{gi})$ que l'on mesure à l'énergie E_{gi} s'écrit :

$$I(E_{gi}) = \eta(E_{gi})\, N''_p(E_{gi}) \qquad (8-18)$$

Précisons que l'efficacité considérée tient compte de l'absorption des photons entre leur lieu d'émission et l'appareil de mesure (voir figure 7-12).

On a ainsi obtenu une relation entre un spectre énergétique d'électrons incident sur une cible, et la mesure de l'activité qu'ils induisent dans un volume placé à proximité de leur lieu d'impact. Dans les chapitres suivants on va voir comment ce formalisme s'utilise.

CHAPITRE IX - Les codes numériques

Ce chapitre contient la description complète des codes numériques utilisés pour le dépouillement des résultats expérimentaux. Seul, le premier paragraphe est nécessaire, dans une lecture partielle, à la compréhension des chapitres suivants. Les paragraphes suivants reprennent en effet, principalement le formalisme du chapitre VIII sous l'aspect du calcul numérique et explicitent pour chaque code les techniques et les approximations employées. Le dernier paragraphe donne une vue de la structure générale d'implantation des codes et de leur utilisation.

a - Exigences

Un effort très important a été fait dans la mise au point de codes de dépouillement des résultats expérimentaux et l'accent a été mis sur leur simplicité de mise en oeuvre. En raison de la grande sensibilité du comportement des électrons découplés à un nombre important de paramètres du plasma, il est souhaitable de pouvoir traiter aisément, beaucoup de décharges. Par ailleurs, ces codes devaient être implantés su l'ordinateur Solar 16.75 de TFR. Celui-ci ne dispose pas d'une place mémoire très importante (16 Kbytes) et est assez lent. Ces codes devaient en conséquence être compacts, et rapides ce qui, vu la complexité des calculs (surtout pour le transport des électrons dans la matière), n'a pu être réalisé qu'au prix de simplification dont on va voir la teneur dans les paragraphes suivants. L'ensemble des codes se décompose en :

- ELEDEC : code de calcul de la fonction de distribution des électrons découplés selon le formalisme exposé au chapitre (III B e-3) [73]

- ELEGAM : code de transport des électrons dans le diaphragme avec calcul de la distribution angulaire et énergétique des photons de Bremsstrahlung [74]

- VOLIRA : code de calcul de l'angle solide linéique défini par la relation (8.9)

- ECHACT : code de calcul de l'activité des radionuclides formés dans l'échantillon par les photons de Bremsstrahlung et comparaison avec les activités expérimentales

- IMPACT : code de simulation du modèle des trajectoires présenté au chapitre (III B d-2)

Les deux premiers codes ont été écrits et mis au point dans un premier temps, par C. Diop du SERMA (Service d'Etudes des réacteurs et de mathématiques appliquées) et ont ensuite été adaptés sur l'ordinateur destiné à l'acquisition des données sur TFR, ce qui a nécessité leur réécriture partielle. Les quatre premiers codes permettent de réaliser les opérations résumées dans le diagramme 2 du chapitre VI et exploitent donc le formalisme présenté dans le chapitre VIII. Ils serviront dans le chapitre VIII. Le cinquième code (IMPACT) est utilisé pour l'interprétation du chapitre VIII.

b - ELEDEC : Un code de calcul de la fonction de distribution énergétique des électrons découplés.

Ce code calcule à partir des paramètres macroscopiques, courant, densité, tension par tour d'une décharge plasma, le taux de création, à chaque instant de la décharge. Il calcule ensuite les distributions d'électrons découplés arrivant sur le diaphragme en cours de décharge, et ceux confinés jusqu'en fin de décharge, sur la base d'un temps de vie global des électrons découplés, qui est imposé par l'utilisateur (chapitre III)

Le taux de création des électrons découplés est celui de Connor-Hastie défini par la relation (3.7). Les hypothèses suivantes sont faites sur les paramètres plasma :

- le numéro atomique effectif Zeff est supposé constant pendant la durée de la décharge

- la température au centre du plasma (r = o) est calculée à partir de la résistivité de Spitzer [22]

$$\frac{T_e^{3/2}(r=o,t,Zeff)}{L} = 6.083\ 10^{-3}\ \frac{I(t)}{U(t)}\ \frac{2\pi R_o^2}{a^2}\ Zeff\left[q(a)+1\right]\left[1+\sqrt{\frac{a}{R_o}}\right] \qquad (9-1)$$

Au plateau de courant, cette expression donne la température avec une précision supérieure à 20 %.

A ce stade, on est capable de calculer à un instant donné le taux de création de Connor-Hastie au centre du plasma, à partir des mesures de la densité centrale $n_e(t)$ de la tension par tour $V_r(t)$ et du courant plasma $I_p(t)$. Mais pour calculer le nombre d'E.D. incidents sur le diaphragme, il faut pouvoir estimer le taux de création temporel et radial.

Or, on ne mesure qu'un seul profil radial de Te en un instant de la décharge, et on a par conséquent recours à une expression de type empirique pour le profil de Te

$$T_e\ (r,t) = T_e\ (r=o,t,Zeff)\left(1-\frac{r^2}{a^2}\right)^{\frac{2q(a)}{3}} \qquad (9-2)$$

Ce profil est ajusté par l'utilisateur à l'unique profil expérimental, grâce au paramètre Z_{eff}. Pour la densité on prend également une expression empirique :

$$n_e\ (r,t) = n_e\ (r=o,t)\left(1-\frac{r^2}{a^2}\right)^b \qquad (9-3)$$

l'exposant b est compris entre .6 et .8. Les autres quantités : champ électrique, champ magnétique toroïdal, numéro atomique effectif sont considérés comme étant homogènes dans l'espace.

On peut ainsi calculer le taux de création de Connor-Hastie s(r,t) en tout point du tore et à tout instant. On emploie ensuite, les expressions (3.38 et 3.39) du chapitre (III B) pour calculer le spectre des électrons découplés déconfinés à un instant t (et donc incident sur le diaphragme) et le spectre de ceux qui restent confinés jusqu'en fin de décharge. Le nombre d'électrons déconfinés entre le début de décharge et l'instant t (qui correspond au retrait de l'échantillon hors du lobe de Bremsstrahlung) s'obtient en intégrant sur le temps, le nombre d'électrons $S_e\ (E_e,t'')\ dE_e\ dt''$ d'énergie entre E_e et $E_e + dE_e$ qui quittent la décharge entre t" et t" + dt" :

$$S'(E_e,t)\ dE_e = \int_o^t S_e(E_e,t'')\ dE_e\ dt'' \qquad (9-4)$$

Rem : Le spectre que l'on utilise dans la suite des calculs numériques, est en réalité un spectre discret défini par :

$$S_e'''(E_e,t)\,\Delta E_e\ dt = \int_{E_e}^{E_e+\Delta E_e} S'_e(E_e,t)\ dE_e\ dt \qquad (9-5)$$

et ceci afin de réduire le volume et le temps de calcul de l'activité induite. La maillage ΔE_e est variable selon les seuils des réactions que l'on considère, et va de .5 à 5 MeV.

- Problème du début de décharge

Le courant et la densité sont mesurables dès les premières millisecondes d'une décharge. Ce n'est pas le cas de la tension résistive, car on n'a pas connaissance de la self interne du plasma au démarrage. On est ainsi condamné à faire des hypothèses sur la valeur de la tension par tour avant 25 ms.

Des trois hypothèses envisagées dans cette référence, nous ne retiendrons que celle qui consiste à prendre la tension résistive égale à la moitié de la tension par tour :

$$V_R \ (t \leqslant 25 \text{ ms}) = V_T/2 \ (t \leqslant 25 \text{ ms})$$

Dans certaines discussions on fera par ailleurs l'hypothèse que le début de décharge ne produit pas d'électrons découplés de haute énergie.

C - ELEGAM : Un code de calcul de la source gamma produite par freinage d'électrons dans une cible épaisse.

Ce programme très couteux à l'origine, a subit un certain nombre de simplification en vue d'une utilisation plus fréquente, et pour en particulier, permettre une étude plus exhaustive des électrons découplés.

Dans son état final il permet il permet de calculer la ralentissement d'un électron de haute énergie ($1 \leqslant E_e \leqslant 70$ MeV) dans une cible épaisse de numéro atomique quelconque, la distribution angulaire de l'électron en cours de ralentissement, la distribution angulaire des photons de Bremsstrahlung primaires ainsi que leur distribution énergétique ; il tient également compte, dans le cas d'une incidence non normale de l'électron, de la probabilité qu'à ce dernier de ressortir de la cible. Il faut remarquer, qu'on ne traite pas le phénomène de cascade (rayonnements secondaires) ; l'erreur commise sera estimée par comparaison des calculs avec des distributions expérimentales (Voir à la fin de ce paragraphe).

Méthode - [52] [74]

On considère un faisceau unitaire d'électrons monocinétiques d'énergie E_e, pénétrant dans une cible semi-infinie sous une incidence $\vec{\mu}$. La distribution angulaire du faisceau dans la cible s'obtient par découpage de cette dernière en cibles minces dans lesquelles on applique le formalisme, dit de Molière, de diffusion multiple d'un électron en cible mince [38] . A la sortie de chaque tranche i, on calcule la perte d'énergie et la distribution angulaire du faisceau d'électrons dans la direction $\vec{\Omega}_e$ qui s'écrit :

$$g_i(\vec{\Omega}_e . \vec{u}) = \frac{1}{2\pi} \sum_{l=o}^{L} \left(l + 1/2\right) . P_l(\vec{\Omega}_e . \vec{u}) \exp\left(- \sum_{j=o}^{i-1} Q_l(\vec{b}_j, \vec{E}_j)\right) \qquad (9\text{-}6)$$

où P_e est le polynôme de Legendre d'ordre l, Q_l est une expression contenant la section efficace de simple diffusion d'un électron sur un noyau, et b_j et E_j sont respectivement la distance moyenne traversée par l'électron dans la tranche j et son énergie moyenne à l'entrée de la tranche.

La source gamma, c'est-à-dire la distribution angulaire et énergétique des photons de Bremsstrahlung provenant du freinage du faisceau d'électrons, s'obtient par intégration de la section efficace de Bremsstrahlung σ_{2BN} (chap. IV) sur l'épaisseur de la cible, sur les directions et les énergies d'électrons au sein de la cible. Le nombre de photons $P(E_\gamma, E_e, \vec{\Omega}_\gamma . \vec{u}) \ \Delta E_\gamma$ émis par unité d'angle solide autour de la direction Ω_γ et d'énergie comprise entre E_γ et $E_\gamma + \Delta E_\gamma$ s'écrit à la sortie de la cible épaisse

$$P(E_\gamma, E_e, \vec{\Omega}_\gamma . \vec{u}) \ \Delta E_\gamma = \sum_i \int_{E_\gamma}^{E_\gamma + \Delta E_\gamma} dE_\gamma \iint_{4\pi} d\vec{\Omega}_e \ g_i(\vec{\Omega}_e \ \vec{u}) \ a_i \sigma_{2BN} \ (\vec{E}_i, E_\gamma, \vec{\Omega}_e, \Omega_\gamma) \qquad (9\text{-}7)$$

où a_i est le nombre moyen d'atomes par cm^2 vus par l'électron dans la tranche i.

Hypothèse de simplification "informatique"

Pour réduire le temps de calcul, l'expression de la source gamma, a été décomposée sur la base des polynômes de Legendre

$$P'(E_\gamma,E_e,\vec{\Omega}_\gamma.\vec{u})\ \Delta E_\gamma = \sum_i \sum_{l=o}^{L} P_l(\vec{\Omega}_\gamma.\vec{u})\ a_i \exp\left(-\sum_{j=o}^{i-1} Q_l\right) A_{il}$$

et

avec $$A_{il} = \frac{2l+1}{2}\int_{E_\gamma}^{E_\gamma+\Delta E_\gamma} dE_\gamma \int_{-1}^{+1} \sigma_{2BN}(\vec{E}_i,E_\gamma,\mu)\ P_l(\mu)\ d\mu$$

et $$\mu = \vec{\Omega}_\gamma.\vec{\Omega}_e \qquad (9\text{-}8)$$

On peut ainsi tabuler une fois pour toutes, l'expression A_{il}.

Remarques

Dans les autres chapitres la direction $\vec{\Omega}_\gamma$ est identifiée par l'angle ψ qui est lié à Ω_γ par la relation

$$\vec{\Omega}_\gamma.\vec{u} = \cos\psi \qquad (9\text{-}9)$$

On définit dans ce cas la source gamma dans la direction ψ par

$$P''(E_\gamma,E_e,\psi)\ \Delta E_\gamma = P'(E_\gamma,E_e,\vec{\Omega}_\gamma.\vec{u})\ \Delta E_\gamma \qquad (9\text{-}10)$$

Le nombre de photons $P(E_\gamma,E_e,\psi)dE_\gamma$, employé au chapitre IX (dans la relation 9.1) est lié au nombre de photons $P(E_\gamma,E_e,\psi)dE_\gamma$ utilisé ici par la relation

$$P''(E_\gamma,E_e,\psi)\ \Delta E_\gamma = \int_{E_\gamma}^{E_\gamma+\Delta E_\gamma} P(E_\gamma,E_e,\psi)\ dE_\gamma \qquad (9\text{-}11)$$

Dans la pratique l'intervalle ΔE_γ, varie entre 1 et 3 à 5 MeV quand l'énergie des électrons varie de 2 à 50 MeV.

Comparaison des distributions calculées et mesurées

La comparaison des distributions énergétiques de photons de Bremsstrahlung, calculées par ELEGAM avec les distributions expérimentales correspondantes, ainsi qu'avec celles calculées par un code monte-carlo (ETRAN [64]) est faite sur les figures 9.1 à 9.4. La plupart des données expérimentales disponibles concernent l'Aluminium (Z = 13) et le tungstène (Z = 74) une seule distribution à Z = 26 a été trouvée (figure 9.1). On remarque que pour le tungstène à $\psi = 0°$

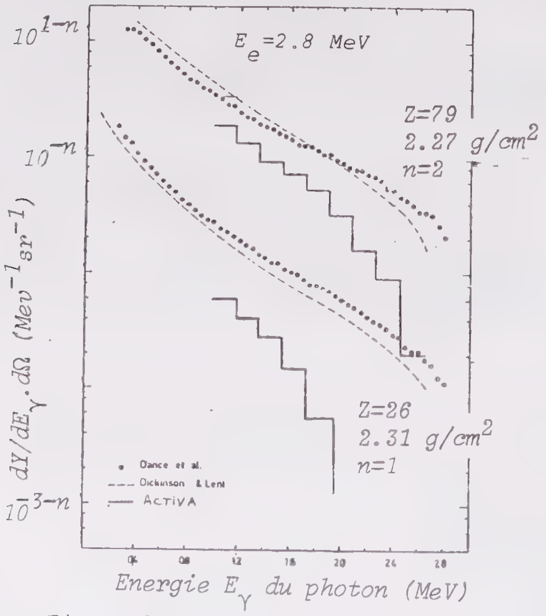


Figure 9.1 : Comparaison du bremsstrahlung mesuré (----•) avec celui calculé avec ELEGAM (———) pour un électron de 2.8 MeV .

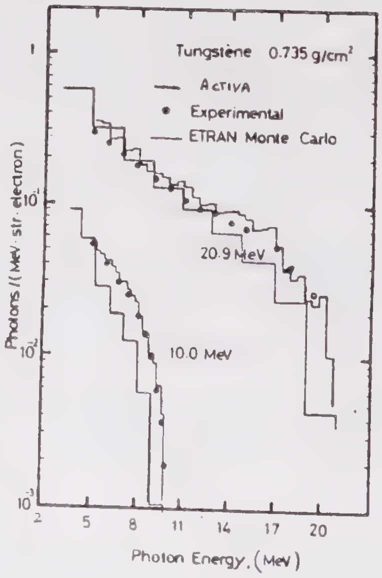
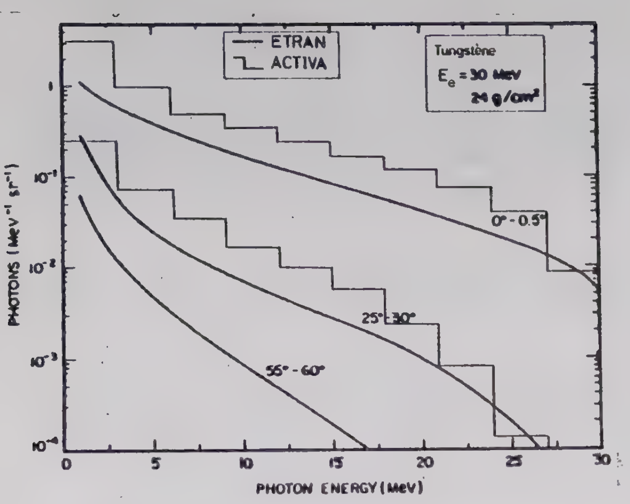


Figure 9.2 : Comparaison du Bremsstrahlung mesuré (••) avec celui calculé avec ELEGAM (——) pour des électrons de 10 et 21 MeV.



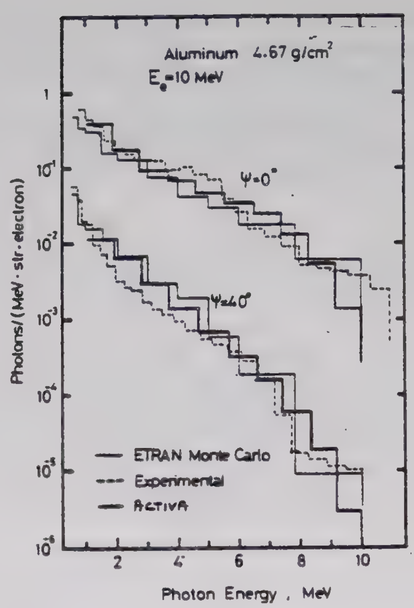


Figure 9.3 et 9.4 : Comparaison de la distribution angulaire du bremsstrahlung mesuré(— — —) avec celui calculé avec ELEGAM (———) pour des electrons de 30 et 10 MeV respectivement dans le tungstène et l'aluminium.

on sous estime d'un facteur 5 à $E_e \simeq 3$ MeV, 2 à 10 MeV, 1.5 à 20 MeV et on surestime d'un facteur 3 à 30 MeV. Pour $\psi \neq 0$ on ne dispose pas de points expérimentaux, et la comparaison est faite avec ETRAN. A 30 MeV il semble qu'on surestime d'un facteur 3 pour $\psi \leqslant 40°$. Pour l'aluminium l'accord est d'un facteur 2 en moyenne à 10 MeV et pour $\psi \leqslant 40°$.

On peut en conclure que pour le Nickel (dont le numéro atomique est entre ceux de l'Aluminium et du Tungstène) la distribution énergétique et angulaire est calculée à ± 50 % près autour de 15 MeV, qu'elle est sousestimée d'un facteur 10 autour de 2 MeV et surestimée d'un facteur 5 autour de 30 MeV.

d - ECHACT - Calcul de l'activation dans l'échantillon

Le formalisme mathématique permettant le calcul de l'activation d'un échantillon, est exposé au chapitre VIII, et on ne présente dans ce paragraphe que les modifications et les hypothèses faites pour adapter le formalisme au calcul numérique.
Les quantités N_i^I à N_i^{VI} qu'on défini ci-dessous, sont les équivalents informatiques des quantités R_i^I à R_i^{VI} du chapitre VIII.

d.1) Adaptation du chapitre IX au calcul numérique

Ainsi le nombre $R_i^{\prime}(E_e,\psi)$ (relation 9.5) de radionuclides i créés par unités de temps, de longueur et d'angle solide, dans la direction ψ par un électron devient :

$$N_i^{\prime}(E_e,\psi) = n_j \exp\left(-\bar{\lambda}(E_e,E_{ij})\,\varepsilon_a(\psi)\right) \sum_{K=1}^{K_M} P''(E_{\gamma K},E_e,\psi)\,\Delta E_{\gamma K}\,\bar{\sigma}_{ij}(E_{\gamma K}) \qquad (9\text{-}12)$$

où K_M est le nombre d'intervalles $\Delta E_{\gamma K}$ en lesquels on découpe l'intervalle (E_γ,E_e) et $\bar{\sigma}_{ij}(E_{\gamma K})$ est la section efficace de réaction i → j moyennée sur l'intervalle $[E_{\gamma K},E_{\gamma K}+\Delta E_{\gamma K}]$

$$\sigma_{ij}(E_{\gamma K})\,\Delta E_{\gamma K} = \int_{E_{\gamma K}}^{E_{\gamma K}+\Delta E_{\gamma K}} \sigma_{ij}(E_\gamma)\,dE_\gamma \qquad (9\text{-}13)$$

Cette discrétisation des sections efficaces, introduit une erreur qui peut être importante pour les énergies d'électrons élevés car $\Delta E_{\gamma K}$ est alors de l'ordre de quelques MeV de manière à réduire le temps de calcul. En particulier, les seuils de réaction sont alors définis à $\Delta E_{\gamma K}$ près.

En considérant le nombre d'électrons $S_e'''(E_e,\tau_{iR})\Delta E_e$ donné par ELEDEC, le nombre $R_i^V(\tau_{iR})$ (relation 8.10) de radionuclides i créés pendant une irradiation τ_{iR} devient :

$$N_i^V(\tau_{iR}) = \int_{\psi_1}^{\psi_2} \Omega_I(\psi) \sum_{L=1}^{L_M} S_e'''(E_{eL},\tau_{iR})\Delta E_{eL} \quad N_i'(E_{eL},\psi)\, d\psi \qquad (9\text{-}14)$$

où L_M est le nombre d'énergies d'électrons qu'on considère, et où $N_i'(E_e,\psi)$ est pris constant et égal à $N_i'(E_{eL},\psi)$ dans l'intervalle $[E_{eL}, E_{eL}+\Delta E_{eL}]$. Les intervalles ΔE_{eL} sont de l'ordre de 5 MeV à haute énergie, mais dans la région des seuils de réaction ils valent.5 MeV. Il en découle une erreur de l'ordre de 20 % sur le nombre de radionuclides créés.

On verra au paragraphe suivant, que l'angle solide linéique est tabulé, et est donc sous forme discrète. Par conséquent, l'expression de $N_i^V(\tau_{iR})$ devient :

$$N_i^V(I_{iR}) = \sum_{M=1}^{M_M} \Omega_I(\psi_M) \sum_{L=1}^{L_M} S_e\,(E_{eL},\tau_{iR})\;\Delta E_{eL}\; N_i'\;(E_L\;\;\psi_M)\;\Delta\psi_M \qquad (9\text{-}15)$$

où M_M est le nombre de directions ψ considérées et $\Omega_I(\psi)$ est pris constant sur l'intervalle $[\psi_M, \psi_M + \Delta\psi_M]$. Le découpage peut être aussi fin que l'on veut ; en pratique $\Delta\psi_M = .2°$ pour $\psi_M < 2°$ et $\Delta\psi_M = 2°$ sinon, donne des résultats avec une erreur faible.

Enfin, comme pour la relation 8.12, définissant on peut considérer une distribution angulaire du spectre des électrons $S_e^{iv}(E_e,\tau_{iR},\theta_e)\;\Delta E_e\;\Delta\theta_e$ telle que :

$$\sum_{N=1}^{N_M} S_e^{iv}\,(E_e,\tau_{iR},\theta_e)\;\Delta E_e\;\Delta\,\theta_e = S'''\,(E_e,\tau_{iR})\;\Delta E_e \qquad (9\text{-}16)$$

En pratique $\Delta\theta_e$ est de l'ordre de 5° ce qui introduit une erreur de l'ordre du pour cent.

Toutes les expressions que l'on vient de voir ne concernaient que la création d'un isotope radioémetteur i, or l'irradiation d'un échantillon contenant plusieurs éléments, conduit à la création de plusieurs radioisotopes différents. On traite le problème en appliquant à chaque réaction j → i le formalisme ci-dessus.

d.2) Critères de comparaison des activités calculées et mesurées

Considérons un échantillon dans lequel se produisent M réactions nucléaires, la réaction M_{ij} aboutissant à la création d'un isotope i à partir de l'isotope j, et soient N_{iE} et N_{iC} (= N_i^V ou N_i^{VI}) respectivement les nombres expérimental et calculé de radionuclides de l'isotope i. Le nombre N_{iC} est très sensible aux paramètres plasma et varie très facilement de plusieurs ordres de grandeur. De façon à pouvoir comparer les N_{iC} aux N_{iE} on a besoin d'une mesure d'erreur, adaptée à ce problème et on définit l'écart Δ :

$$\Delta = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^{N} \exp \left| \ln \frac{N_{iE}}{N_{iC}} \right| \qquad (9\text{-}17)$$

le meilleur accord possible correspond à $\Delta = 1$

e - <u>VOLIRA</u> : Géométrie d'irradiation

Le code VOLIRA calcule, pour une position I et une direction θ_e d'impact d'un électron sur la surface d'un patin, le volume d'échantillon traversé par les photons de Bremsstrahlung en fonction de leur direction d'émission, et en déduit l'angle solide linéique. On va détailler la méthode employée en prenant comme exemple le patin B (cf Fig. 7.4), mais le code est utilisable pour n'importe quelle géométrie de patin.

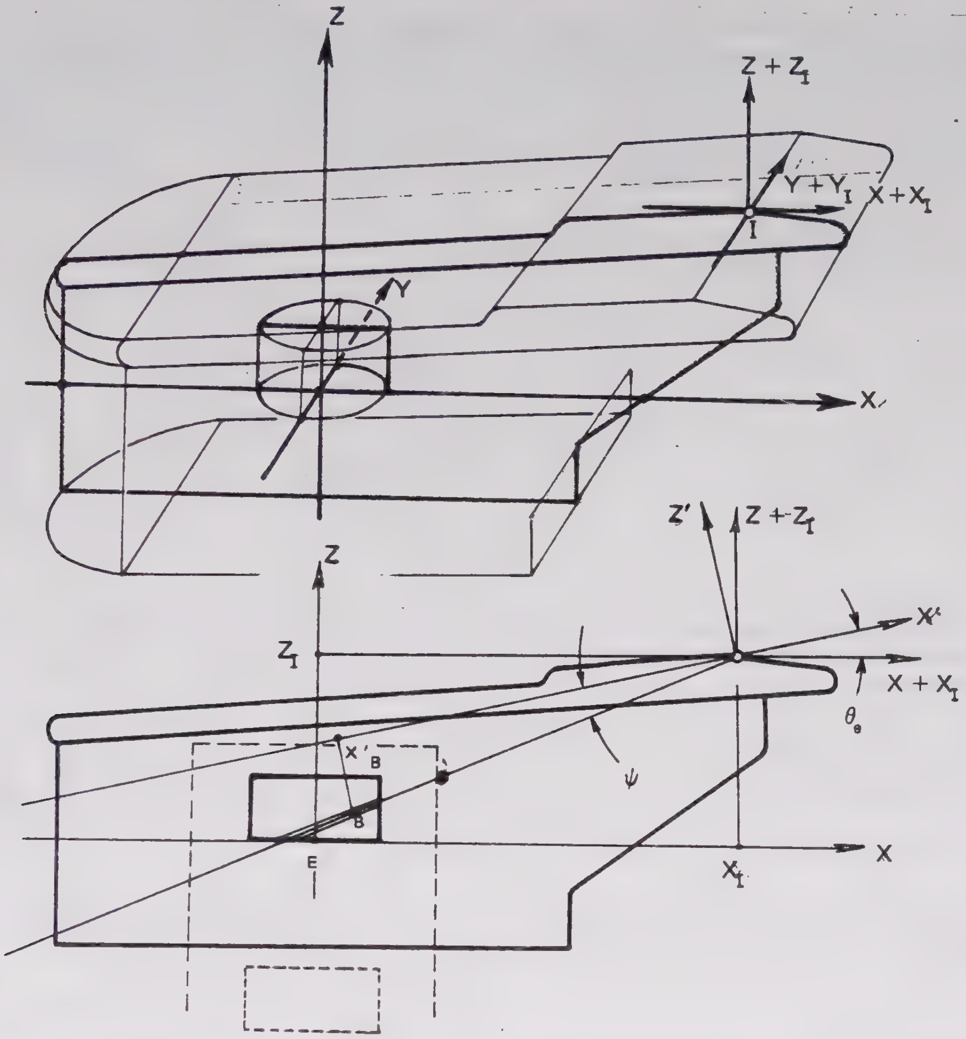


Figure 9.5: Configuration d'irradiation d'un échantillon derrière le patin B.

La configuration d'irradiation d'un échantillon derrière le patin B est montrée sur la figure (9.5). On ne considèrera que des points d'impact (X_I, Y_I, Z_I) dans le plan de symétrie (Y = 0) du patin, qui est également un plan de symétrie de l'échantillon. Les noyaux irradiés dans la direction ψ sont ceux contenus dans l'intersection $V_\cap$ de l'échantillon et de la nappe conique $d\psi$ autour de ψ (Figure 9.6). Pour calculer $V_\cap$ on se place d'abord dans le repère (X',Y',Z') centré en I. Soit B (X'_B,Y'_B,Z'_B) un point de volume d'intersection ; B est situé sur le cône d'angle au sommet ψ et on peut écrire :

$$\begin{cases} Z'_B = -\left|X'_B \operatorname{tg} \psi\right| \cos \alpha \\ Y'_B = \left|X'_B \operatorname{tg} \psi\right| \sin \alpha \end{cases} \qquad (9-19)$$

où α est l'angle de révolution du cône autour de l'axe X' ; l'origine de α est prise en ($Z' < 0, Y' < 0$). Le calcul de l'épaisseur d'échantillon $\varepsilon(\psi,\alpha)$ traversé par les photons émis dans l'angle solide $d\alpha d\psi \sin\psi$ est fait de la façon suivante :

Soit D_B la distance de B au point d'impact I

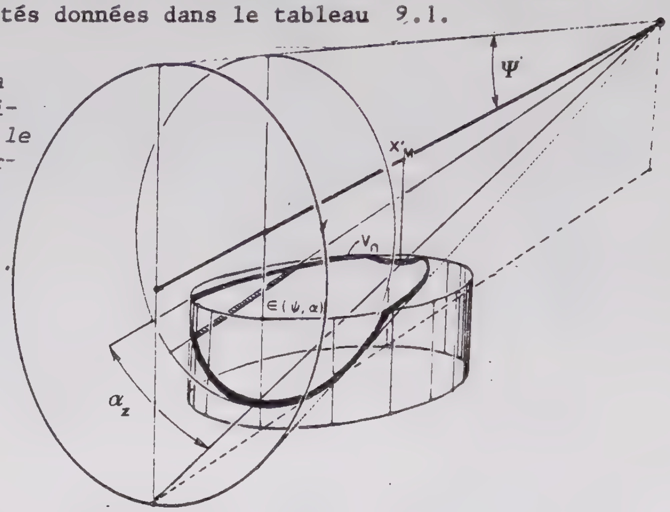
$$\begin{cases} D_B = X'_B / \cos\psi \\ dD_B = dX'_B / \cos\psi \end{cases} \qquad (9\text{-}20)$$

On a :

$$\varepsilon(\psi,\alpha) = \int_{D_m}^{D_M} dD_B = \frac{X'_M - X'_m}{\cos\psi} \qquad (9\text{-}21)$$

où X'_M et X'_m sont définis sur la figure (9.6). Numériquement les $\varepsilon(\psi,\alpha)$ sont déterminés en faisant varier X'_B et en testant si le point B est à l'intérieur du volume $V_\cap$ défini par les inégalités données dans le tableau 9.1.

Figure 9.6 : Vue perspective de la géometrie d'irradiation et définition des notations utilisées pour le calcul du volume élémentaire $V_\cap$ irradié dans la direction Ψ :

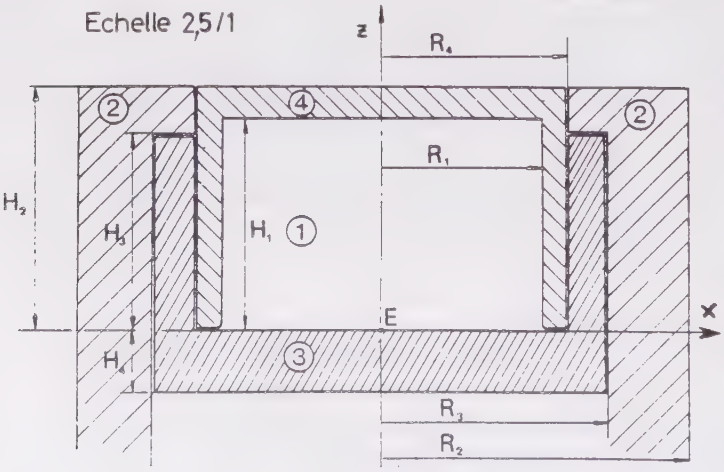


Pour pouvoir exprimer analytiquement, de façon simple les volumes irradiés, on opère la transformation suivante, qui nous place dans le repère (X,Y,Z) centré en E :

$$\begin{cases} X = X_I + X'\cos\theta_e - Z'\sin\theta_e \\ Y = Y' \\ Z = Z_I + X'\sin\theta_e + Z'\cos\theta_e \end{cases} \qquad (9\text{-}22)$$

Les différents volumes qui subissent une irradiation derrière le patin B sont schématisés sur la Figure 9.7 ; ils ont tous la symétrie de révolution autour de l'axe Z. Ces différents volumes sont définis par les inégalités du tableau 9.1.

On peut ainsi calculer $\varepsilon(\alpha,\psi)$ pour un point d'impact I et tabuler l'angle linéique $\Omega_I(\psi)d\psi$ défini au chapitre IX (relation 8.9) (ainsi que $\Omega'_I(\theta_e,\psi)d\psi$ utilisé dans K^{v1}_i relation (8-12).



VOLUME	INEGALITES
Echantillon	$x^2+y^2-R_1^2 \leq 0 \sqcup\ 0 \leq Z \leq H_1$
Navette	$x^2+y^2-R_2^2 \leq 0 \sqcup \begin{cases} x^2+y^2-R_3^2 \geq 0 \\ -H_2 \leq Z \leq H_2 \end{cases}$
	$x^2+y^2-R_2^2 \leq 0 \sqcup \begin{cases} x^2+y^2-R_4^2 \geq 0 \\ H_3 \leq Z \leq H_2 \end{cases}$
Boitier arrière	$x^2+y^2-R_3^2 \leq 0 \sqcup \begin{cases} x^2+y^2-R_4^2 \geq 0 \\ 0 \leq Z \leq H_3 \end{cases}$
	$x^2+y^2-R_3^2 \leq 0 \sqcup\ -H_4 \leq Z \leq 0$
Boitier avant	$x^2+y^2-R_4^2 \leq 0 \sqcup \begin{cases} x^2+y^2-R_1^2 \geq 0 \\ 0 \leq Z \leq H_1 \end{cases}$
	$x^2+y^2-R_4^2 \leq 0 \sqcup\ H_1 \leq Z \leq H_2$

Figure 9.7 : Différentes parties de la navette subissant une irradiation. 1 Echantillon, 2 Navette en polyethylène, 3 Boitier(partie arrière en Lucoflex ou Altuglas), 4 Boitier(partie avant en Aluminium ou Altuglas). R_1=1.0 , R_2=1.9 ,R_3=1.4 ,R_4=1.15 cm; H_1=1.3, H_2=1.5, H_3=1.2, H_4=0.4 cm.

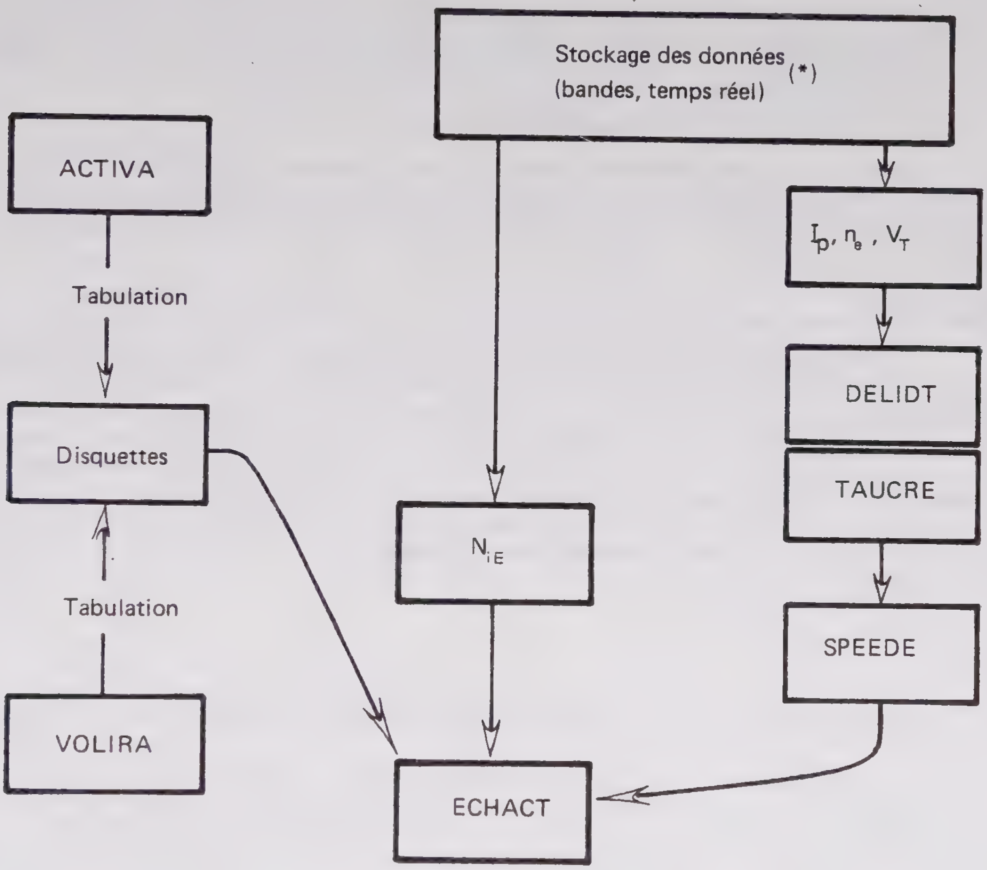
f - Implantation et utilisation

Malgré les efforts d'optimisation du temps de calcul, les codes ELEGAM et ELEDEC restaient d'une utilisation assez coûteuse.

Pour remplir les exigences discutées au début de ce chapitre, il a donc été décidé d'implanter l'ensemble des codes sur un ordinateur de taille moyenne, un Solar 16-75 destiné à l'acquisition des données de TFR.

Cela a nécessité une réécriture en "overlay" des codes, du fait de la place mémoire réduite dont on dispose sur ce calculateur (32 K). Autre inconvénient : le calculateur est environ 30 fois plus lent qu'un IBM 3330, mais cet inconvénient est largement palié par le faible coût d'utilisation de l'installation. Un gros avantage découle de la possibilité de relier les codes directement aux données d'un choc T.F.R., évitant ainsi un fastidieux travail de transfert de ces données d'un système à un autre.

La structure générale d'implantation des codes ELEGAM et ELEDEC sur Solar 16-75 est montrée sur la figure 9.8 (ELEGAM devient ACTIVA et ELEDEC devient DELIDT + TAUCRE + SPEEDE).



ACTIVA : Calcul du nombre de sites activés par unité d'angle solide, dans la direction photonique ψ par électron d'énergie E_e.

VOLIRA : Calcul du nombre d'atomes cible traversés par un photon dans la direction ψ, dans la géométrie d'impact réelle.

DELIDT : Calcul de la tension résistive

TAUCRE : Calcul du taux de création de Connor-Hastie en fonction du temps

SPEEDE : Calcul du spectre d'électrons découplés frappant le diaphragme selon leur temps de vie global τ_{ED} (paramètre libre)

ECHACT : Comparaison des nombres de radionuclides expérimental et calculé

Figure 9.8 : Structuration des programmes sur SOLAR 16-75.

Tous les résultats intermédiaires sont transférés d'un programme à l'autre par fichiers séquentiels sur support disque dur ou disquette souple. A la lecture d'un fichier, le programme appelant effectue un certain nombre de tests qui permettent d'éliminer les erreurs de manipulation des programmes (ordre de passage non respecté), données ne se rapportant pas à la même décharge, etc ...). De cette façon la structure très complexe de l'ensemble est rendue très aisée d'utilisation.

Tabulations

La figure 9.8 indique que les résultats des codes ACTIVA et VOLIRA sont tabulés sur disquettes magnétiques. Cette tabulation est réalisée en faisant une série de passages d'un même code et en variant les paramètres du calcul à chaque passage. Les grandeurs tabulées sont les suivantes :

- A chaque passage d'ACTIVA, on calcule pour différentes réactions nucléaires et pour un angle photonique ψ, la quantité $N_i'(E_e,\psi)$ (9.12) la tabulation est donc en fonction de ψ et de i

- A chaque passage de VOLIRA on calcule pour un angle d'incidence θ_e une position radiale I d'impact de l'électron et une position de l'échantillon E, l'angle solide linéique $\Omega_I(\psi)d\psi$ (8.9) dans toutes les directions ψ.
  La tabulation est donc en fonction de θ_e, I, ψ, et E_e

Une fois la tabulation terminée, il est possible de calculer l'activité induite dans un échantillon par n'importe quelle distribution énergétique d'électrons incidents sur le patin avec une distribution radiale et angulaire quelconque.

Données plasma

Les données se rapportent à la décharge plasma, c'est-à-dire les profils temporels des courants, densité et tension par tour, utilisées pour le calcul du taux de créations en fonction du temps, sont lues directement après avoir été transférées depuis les bandes magnétiques de sauvegarde dans la mémoire centrale de l'ordinateur. On dispose ainsi de toute l'information expérimentale brute. Un lissage est néanmoins optionel (surtout pour la tension par tour). Signalons que la structure des codes permettrait leur utilisation en temps réel (avec toutefois un problème de durée de traitement qui est d'environ 3 mn pour un cycle complet).

IMPACT : Simulation du modèle des trajectoires de dérive avec mouvement de Larmor

Ce code utilise le formalisme présenté dans le chapitre III B d-2 et est une simulation du mouvement d'un électron, à partir de l'instant où sa surface de précession devient tangente au tore délimité par le diaphragme, jusqu'à son impact sur ce dernier. On peut ainsi calculer la distribution radiale d'impacts (sur le côté du diaphragme) et le spectre d'impact des électrons découplés. Toutes les notations employées sont définies dans le chapitre (III b d-2) et on ne décrit ici que les aspects numériques du problème.

On utilise une technique dite de "Monte Carlo" qui consiste à choisir au hasard (à l'intérieur d'un domaine de définition) la condition initiale de chaque électron et de le suivre jusqu'à son impact. Cette opération est répétée un grand nombre de fois de manière à avoir une statistique convenable. Deux choix au hasard sont nécessaires dans notre cas :

- le décentrement initial δ_o est choisi tel que

$$\delta_o + \rho = r_L - \alpha\Delta\delta \quad \text{et} \quad 0 \leqslant \alpha \leqslant 1 \qquad (9\text{-}23)$$

où $\Delta\delta$ est le décentrement subi par la surface de rayon ρ entre deux passages successifs de l'électron dans le plan méridien du diaphragme

- la phase initiale φ_{eo} du centre guide sur le cercle du rayon ρ est choisie telle que

$$-\pi \leqslant \varphi_{eo} \leqslant \pi$$

Après N tours toroïdaux le décentrement $\delta(N)$ et la position $\varphi_e(N)$ du centre guide s'écrivent :

$$\begin{cases} \varphi_e(N) = \varphi_{eo} + \dfrac{2\pi N}{\bar{q}} & (9-24) \\ \delta(N) = \delta_o + N\Delta\delta & (9-25) \end{cases}$$

où $\bar{q}$ est le facteur de sécurité moyen défini par :

$$\bar{q} = \frac{1}{2\pi}\int_o^{2\pi} q(\varphi_e)\, d\varphi_e$$

Le calcul exact de $\bar{q}$ nécessite la connaissance de $q(\varphi_e)$ le long de la trajectoire du centre guide, ce qui est un problème compliqué qu'on ne traite pas dans ce modèle. On admettra que $\bar{q}$ est compris entre deux valeurs q_m et q_M (en général q est de l'ordre de 3). Pour éviter les problèmes de périodicité dans le calcul numérique, on choisit au moment du choix des conditions initiales la valeur de $\bar{q}$ au hasard entre q_m et q_M.

A chaque tour toroïdal, donc à chaque passage dans le plan méridien du diaphragme, on teste si l'électron est intercepté ou non par le diaphragme. S'il y a impact on recommence à l'instant initial avec un nouvel électron ; sinon on continue. Après avoir répété ce processus pour les $N_e(\rho)\,d\rho$ électrons découplés situés dans l'anneau torique $[\rho, \rho + d\rho]$, on obtient ainsi leur distribution radiale d'impacts $S_e(r,\rho)dr\,d\rho$. Le nombre $N_e(\rho)d\rho$ est égal au nombre d'électrons découplés sur la surface magnétique d'origine $N_e(r_o)\,dr_o$ qui s'écrit :

$$N_e(\rho)d\rho = N_e(r_o)dr_o = 4\pi^2 R\ r_o\ s(r_o)\ dr_o \qquad (9-26)$$

où $s(r_o)$ est le taux de création $s(r_o,t)$ (relation 3.9) intégré sur le temps. Remarquons que r_o et ρ sont liés par la relation (3.11).

Le même calcul répété pour d'autres valeurs de ρ nous donne la distribution $S_e(r)\,dr$

$$S_e(r)\ dr = \int_{\rho=o}^{\rho=r_L} S_e(r,\rho)dr\ d\rho \qquad (9-27)$$

Le test d'impact se décompose en fait en deux temps : un premier test sur le centre guide, suivi (s'il est positif) d'un test sur l'électron tenant compte de sa rotation de Larmor. On considère un diaphragme schématique de section médiane rectangulaire. Soit H_D Sa demi-extension (voir figure 9.9) et P la pénétration du cercle ρ dans le diaphragme ($\rho = N\Delta\delta$)

<u>Centre guide</u>

On distingue deux cas selon la valeur de ρ

- <u>Cas où $H_D < \rho$</u>

Il y a impact du centre guide dans les trois situations suivantes :

$$\begin{aligned} &\text{i) } \varphi_e \leqslant \varphi_2 && \text{et } \varphi_2 \leqslant \varphi_o \\ &\text{ii) } \varphi_e \leqslant \varphi_o && \text{et } \varphi_2 > \varphi_o \qquad (9-28) \\ &\text{iii) } \varphi_1 < \varphi_e \leqslant \varphi_2 && \text{et } p \geqslant \rho(1 + \cos\varphi_o) \end{aligned}$$

avec $\varphi_o = \arcsin\,(H_D/\rho)$

$$\varphi_2 = \begin{cases} \text{arcCos}\,(1 - p/\rho) & \text{Si } N\Delta\delta - \rho \geqslant \rho^2 + H_D^2 \\ \varphi_o & \text{Sinon} \end{cases}$$

$$\varphi_1 = \pi - \varphi_o$$

- Cas où $H_D \geqslant \rho$

Il y a impact du centre guide si $\varphi_e < \varphi_2$

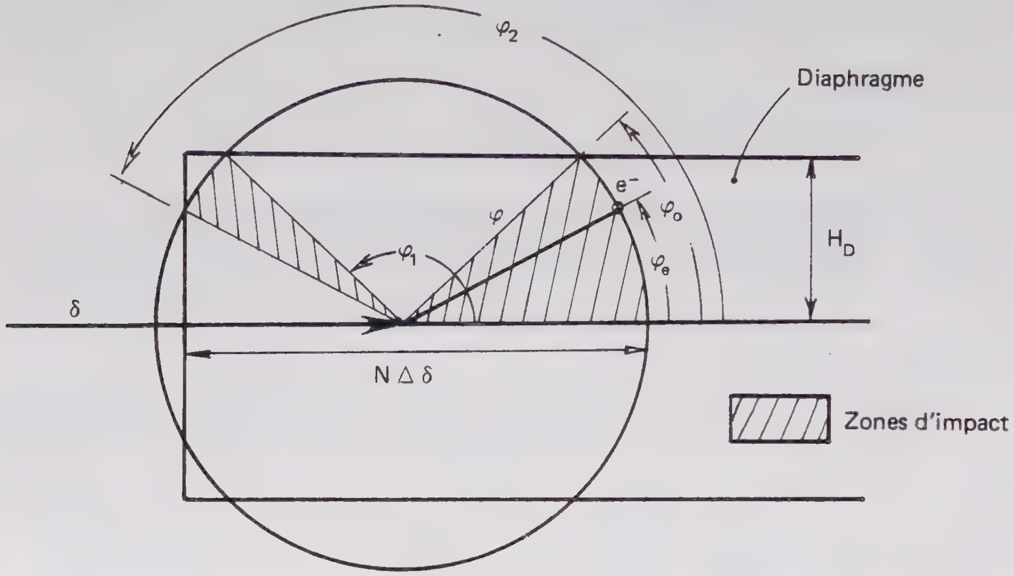


Figure 9.9 : Définition des notations employées pour le calcul de l'impact des électrons sur une cible située dans le plan équatorial.

Effet de rotation de Larmor

On a vu au chapitre III (figure 3.6) que du fait de la rotation de Larmor, l'électron a la possibilité d'éviter le diaphragme même si son centre guide est en position d'impact. On peut tenir compte de cet effet en choisissant au hasard la phase de l'électron sur le cercle de Larmor dans le cas où le centre guide est en position d'impact possible.

Cela revient, du point de vue physique, à admettre que sur un tour toroïdal, l'électron oublie sa phase Larmor initiale (l'électron fait environ 100 rotations Larmor en une rotation toroïdale). La condition d'impact de l'électron s'écrit alors si ρ_c est le rayon de Larmor :

- Si $|\rho(\cos\varphi_e + \cos\varphi_2)| \geqslant \rho_c$ il y a impact certain.
- Si $|\rho(\cos\varphi_e - \cos\varphi_2)| < \rho_s$ on fait un choix aléatoire de sa phase et on lui attribue une probabilité P_L d'éviter l'impact. Si d_T est la distance toroïdale parcourue en une rotation Larmor, et d_D l'extension toroïdale du diaphragme, la probabilité P_L s'écrit :

$$P_L = {}^{d_D}/_{d_T} \qquad (9\text{-}29)$$

On a vu dans le chapitre III que $d_T \simeq 7$ cm. L'extension du patin de diaphragme est de 4 cm, d'où $P_L = .6$

La valeur du rayon de Larmor peut être tirée de la figure 9.10

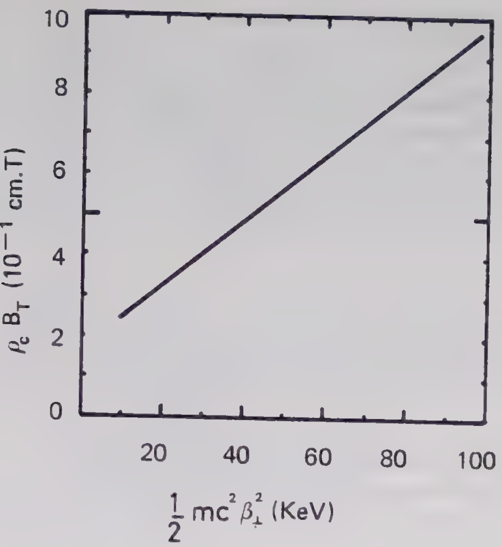


Figure 9.10 : Produit du rayon de Larmor ρ_c par le champ magnétique toroïdal B_T, en fonction de l'énergie transverse $E_\perp$ de l'électron.

CHAPITRE X - Résultats expérimentaux et discussion :

Ce chapitre contient tous les résultats expérimentaux obtenus avec la méthode de mesure choc à choc de l'activation, et leur interprétation. Il est subdivisé en quatre parties, chacune ayant un thème spécifique. Chaque partie comprend l'exposé de la méthode expérimentale, la présentation et le commentaire des résultats, suivis de leur discussion. Les thèmes suivants seront traités successivement :

A) Mesure de la distribution de l'activation derrière la cible. Cette partie est avant tout une application du traitement mathématique et informatique du transport des E.D. et des photons de Bremsstrahlung dans la cible. Elle permet de préciser les caractéristiques expérimentales d'irradiation de l'échantillon.

B) Mesure de la distribution radiale des électrons découplés dans l'ombre du diaphragme (c'est-à-dire dans l'espace entre le plasma et l'enceinte à vide). Les mesures donnent des informations sur le confinement des E.D. au bord du plasma, probablement influencé par les ilôts magnétiques.

C) Modelage de la densité du plasma en vue de provoquer une augmentation brutale du taux de création d'E.D. à un instant donné. On y présente une discussion de l'évolution temporelle de la production de photoneutrons qui montre que le temps de vie des E.D. varie fortement quand on passe du régime stationnaire au régime de descente lente du courant dans le tokamak. On trouve ici une première manifestation de la très grande sensibilité de ce temps de vie à l'état turbulent de décharge.

D) Expériences de retrait de l'échantillon en cours de décharge permettant une mesure de l'évolution temporelle du spectre des E.D déconfinés. Les mesures servent de point de confrontation des modèles de confinement classique et turbulent. De très intéressantes propriétés du confinement des E.D sont ainsi mises en évidence au cours de la discussion des évolutions temporelles des photoneutrons et de l'activation de différents éléments. On y met en particulier en évidence que le temps de vie des E.D. dépend de leur énergie et est une fonction très sensible du champ magnétique.

Une récapitulation de toutes les conclusions qui découlent de ces quatre parties est faite dans le chapitre XI .

X.A) Distribution de l'activation derrière la cible

L'objectif principal des mesures que l'on va voir dans cette partie, est de caracrtériser les conditions d'irradiation de l'échantillon (angle d'incidence θ_e et distribution angulaire des photons) à l'aide du calcul du transport des électrons et des photons dans la cible (codes numériques ACTIVA et VOLIRA). On verra que le calcul tient compte de manière satisfaisante de la réalité expérimentale (en particulier de l'atténuation des photons dans les structures).

Pour ce faire, on a réalisé une mesure du gradient de l'activation en fonction de la position de l'échantillon derrière la cible. La méthode employée, consistait à modifier la position d'irradiation de l'échantillon par rapport à une cible fixe sur laquelle les E.D. viennent frapper.Les résultats expérimentaux, une fois présentés, seront confrontés à l'activation calculée avec différents angles d'incidence, et différentes distributions radiales d'électrons .

a - Résultats expérimentaux

Pour ces expériences on a utilisé des navettes du type B (Fig 7.9) avec échantillon coulissant. La position de l'échantillon a été modifiée au moyen d'entretoises placées cette fois-ci à l'intérieur de la navette même (cf. Figure 10.1). Une entretoise (Fig. 10.2) est constituée d'une feuille de cuivre de .25 mm d'épaisseur recourbée en cylindre, et placée à l'intérieur, dans la partie avant

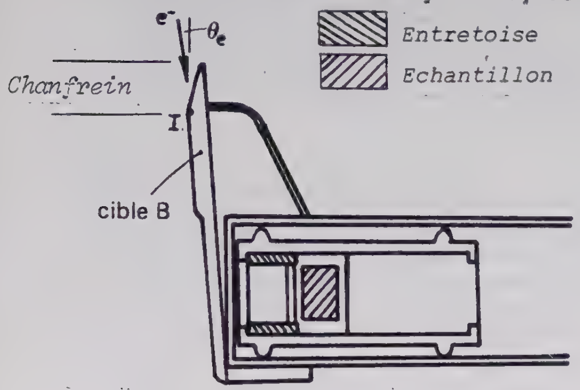


Figure 10.1 : Emplacement de l'entretoise servant à positionner l'échantillon; I_l est le point le plus avancé.

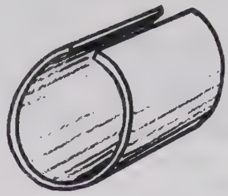


Figure 10.2 : Entretoise.

de la navette. L'élasticité de la feuille, la plaque contre les parois, ce qui l'empêche de bouger lors des va et vient de la navette.

L'expérience a été réalisée en mesurant le spectre d'activation d'un échantillon d'oxyde d'Yttrium (Y_2O_3 à l'intérieur d'un boîtier d'Altuglas) au

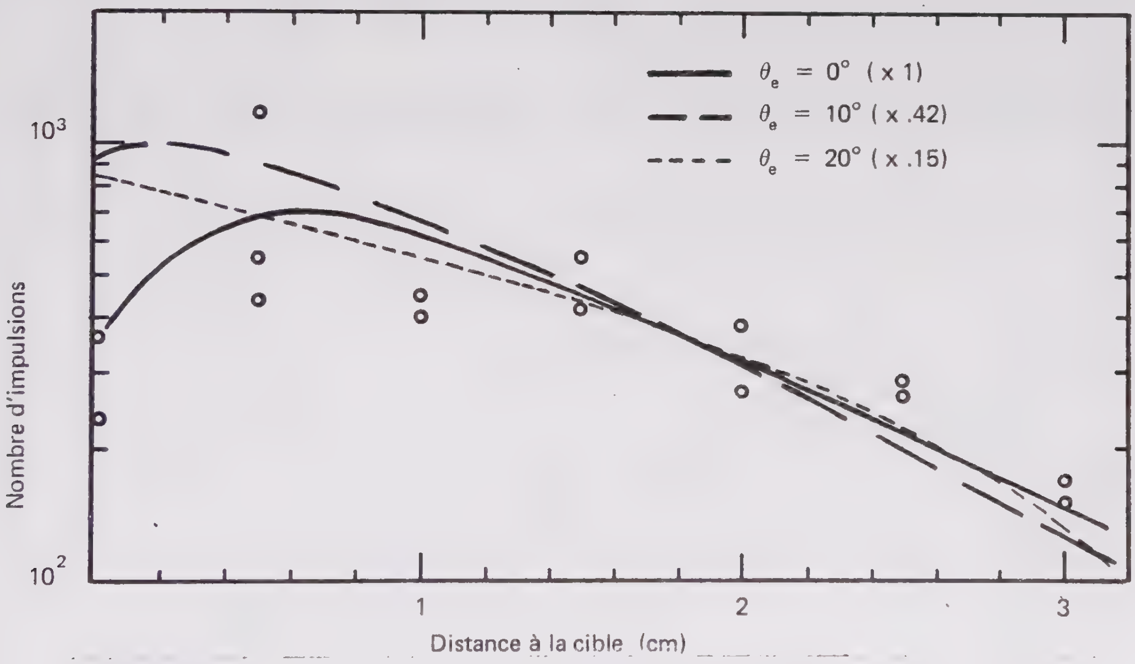


Figure 10.3 : Activité totale d'un échantillon en fonction de sa position par rapport à la cible (l'abscisse x=0 correspond à la position la plus proche de la cible).

cours d'une série de décharges reproductibles. La mesure a été faite en variant la longueur des entretoises par pas de 5 mm, une fois dans le sens croissant puis dans l'autre sens en passant ainsi deux fois par chaque point, de manière à minimiser les erreurs dues à la non reproductibilité parfaite des décharges. Les points sur la figure (10.3), représentent l'intensité mesurée de la raie gamma à 910 keV provenant de la désintégration de Y^{89m} ($T_{1/2}$ = 16s, E_{ij} = 2 MeV, ($\gamma.\gamma'$)). Ils montrent une dispersion au plus d'un facteur 1.5 (mis à part le point à .5 cm).

b - Détermination de la zone d'impact et de l'angle d'incidence

La dispersion des points de mesure sur la figure 10.3 et la méthode de mesure "aller/retour" employée indiquent que les décharges de cette série sont assez reproductibles. On a par conséquent considéré qu'elles produisent toutes approximativement le même spectre d'électrons découplés. Un spectre typique déterminé avec le code ELEDEC (chap. IX b) a été utilisé dans tous les calculs que l'on présente maintenant. On a ainsi calculé pour différentes positions et différents angles d'incidence de ce spectre sur la cible, l'activation de l'échantillon en fonction de sa position au moment de l'irradiation. On a bien entendu tenu compte de la géométrie réelle d'irradiation (voir code VOLIRA chap. IX e)

Faisons quelques remarques concernant la position d'impact des électrons découplés sur la cible B. L'observation visuelle de sa face avant ne révèle aucune trace d'impact (la surface présente le même brillant qu'avant sa mise en place). Par contre, le chanfrein côté électrons est irisé en surface avec un maximum au point le plus avancé vers le plasma (point I, fig 10.1). Une mesure en surface approximative de l'activation a montré par ailleurs que celle-ci est localisée sur le chanfrein, avec également un maximum au point I. On verra d'ailleurs au chapitre X-B, qu'il y a effectivement des E.D. dans l'ombre du diaphragme et donc incidents sur le flanc de la cible: leur distribution radiale est du type $\exp(-r/\lambda_r)$. Deux valeurs de λ_r ont été mesurées: .1 et .5 cm.

Toutes ces remarques sont cohérentes entre elles et indiquent que pour calculer correctement l'activation induite dans l'echantillon il est nécessaire de connaître la distribution des E.D sur le flanc de la cible. Comme on ne la connait pas pour les mesures présentées ici, on se propose de considérer deux situations extrêmes :

- tous les E.D incidents au point le plus avancé I (fig. 10.1) .
- distribution radiale d'impact étalée.

Pour chacune d'elles on fait varier l'angle d'incidence des électrons. Les résultats que l'on va discuter maintenant sont présentés sur les figures 10.3 à 5 .

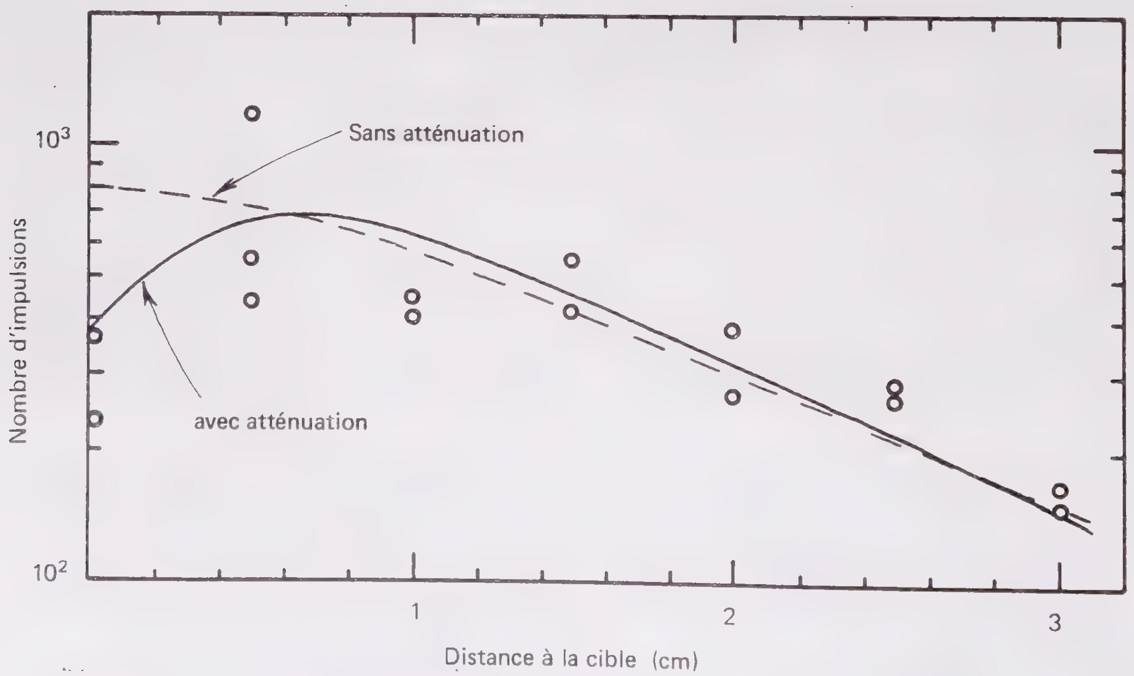


Figure 10.4 : *Gradient calculé pour des électrons incidents au point le plus avancé, avec une incidence $\theta_e = 0°$, montrant l'effet de l'atténuation des photons dans la cible.*

- Incidence au point le plus avancé

Sur la figure 10.3 l'activation en fonction de la position de l'échantillon est calculée en considérant que les électrons sont tous incidents au point I sur la cible (Fig. 10.1). Les courbes sont ajustées aux points expérimentaux et on voit que l'accord est satisfaisant (à 40 % près) quel que soit l'angle d'incidence (Θ_e = 0°, 10° ou 20°) sauf pour les points à 0 cm. En effet, seule la courbe calculée avec Θ_e = 0° décroît près de l'origine comme les points expérimentaux. Cet effet est dû comme le montre la figure 10.4, à l'atténuation des photons de bremsstrahlung dans la cible elle-même et dans les structures qu'ils traversent avant d'arriver à l'échantillon. On peut se reporter à la figure 7.5 pour voir que c'est bien lorsque la distance cible-échantillon est minimale, que l'atténuation est maximale . Les coefficients multiplicatifs mis entre parenthèses sur la figure 10.4 sont les coefficients de normalisation des courbes Θ_e = 10° et 20° par rapport à la normalisation de la courbe Θ_e = 0°. On voit nettement que l'angle d'incidence Θ_e a une influence importante sur la valeur absolue de l'activation puisque pour Θ_e = 20° elle est 10 fois plus importante que pour Θ_e = 0°. Ce point aura son importance lorsqu'on cherchera, en annexe X-4 , à déterminer le temps de vie des électrons découplés, puisqu'on aura à comparer en valeur absolue les activités expérimentales et calculées.

- Distribution radiale d'impacts ∿ exp(- r/3.2 cm)

Sur la figure 10.5, l'activation est calculée avec une distribution radiale d'électrons en exp(- r/3.2) donc avec des E.D incidents sur le flanc de la cible . On voit que les gradients calculés sont pratiquement indépendant de l'angle d'incidence de la distribution et que l'accord avec l'expérience est satisfaisant sans qu'il y ait une nette baisse à l'origine (bien qu'il ait été tenu compte de l'atténuation dans les structures). Les valeurs entre parenthèses ont la même signification que sur la figure 10.4.

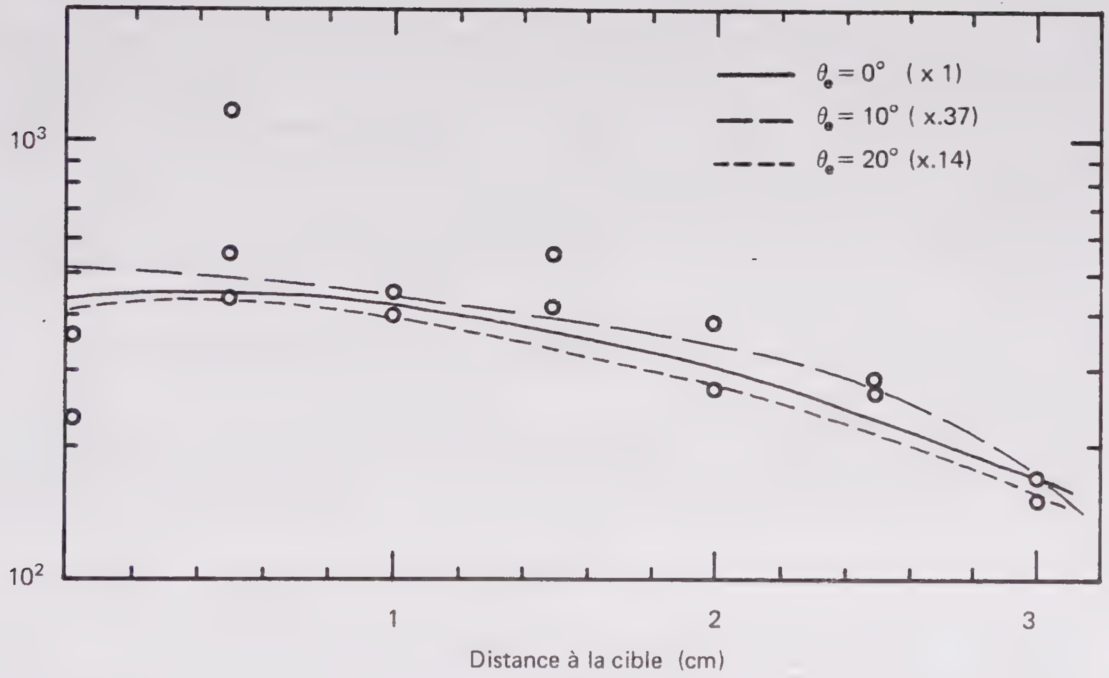


Figure 10.5 : Gradient d'activation calculé avec une distribution radiale d'électrons de la forme exp(-r/3.2) (cm) incidente sous différent angles θ_e=0,10,20° (atténuation prise en compte).

Avec ce type de distribution il est impossible de reproduire le croissance à l'origine de la courbe expérimentale. Finalement, l'ensemble des données obtenues dans cette série d'expérience montre que l'angle d'incidence θ_e des E.D. est faible et les électrons pénètrent faiblement dans l'ombre de la cible. On réexaminera en fait de façon plus précise le problème de la pénétration des E.D. dans l'ombre d'un obstacle dans le chapitre X-B

c - Conclusions

En plus des conclusions physiques que l'on vient de tirer et sur lesquelles on reviendra, on peut noter les points suivants:

1) Le code ELEGAM permet de calculer de manière satisfaisante, le gradient de l'activation en fonction de la position de l'échantillon. On montre en particulier qu'il est essentiel de tenir compte dans le calcul, de l'atténuation des photons de Bremsstrahlung dans la cible et les structures qu'ils doivent traverser avant d'atteindre l'échantillon.

2) L'activation à grande distance de la cible décroit très fortement en fonction de la distance cible-échantillon. Ce point est important pour ce qui concerne le retrait de l'échantillon en cours de décharge (voir au chapitre X-C). On peut en effet considérer que l'échantillon n'est plus irradié lorsqu'il s'est éloigné de 5 cm de sa position la plus rapprochée de la cible (l'activation a diminué d'un ordre de grandeur). Comme on sait par ailleurs (Chap. VII .d2) que l'échantillon met 32 ms pour parcourir les 10 premiers centimètres, on peut admettre que l'échantillon sort de la zone d'irradiation en environ 15 ms, pendant lesquelles l'irradiation est faussée. Dans des conditions de décharge usuelles les E.D gagnent 1.5 MeV pendant ce laps de temps. On a par conséquent une incertitude de 1 à 2 MeV sur l'énergie des électrons découplés.

3) L'activation dans l'échantillon (derrière la cible B) est à peu près uniforme quand celui-ci est en position d'irradiation normale (la plus avancée vers la cible). Ceci est à rapprocher du calcul d'autoabsorption des gammas de radioactivité dans l'échantillon (Chap. VII .e2).

X-B) Distribution radiale des E.D. dans l'ombre du diaphragme

Dans le but de déterminer comment varie le nombre d'électrons de haute énergie pour des rayons supérieurs au rayon du diaphragme, on a mesuré l'activation induite dans l'échantillon en fonction de la position radiale de la cible B. Le schéma de l'expérience est montré sur la figure 10.6 vu de dessus. Le plasma étant

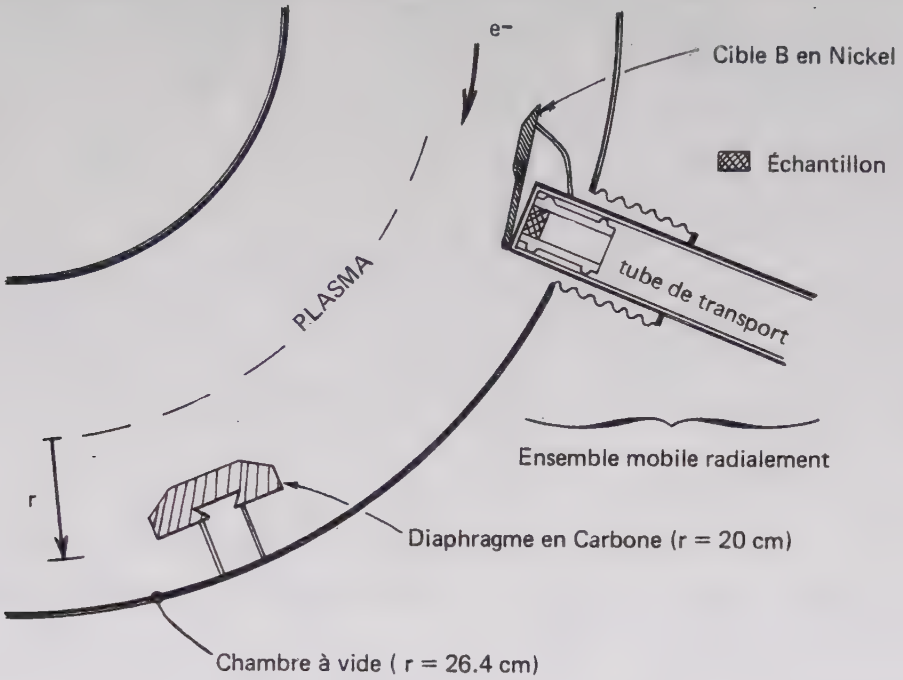


Figure 10.6 : Schéma de principe de l'expérience.

délimité par le diaphragme à r_L = 20 cm, on modifie la position radiale de la cible dans l'espace entre le bord du plasma et la chambre à vide (en pratique on est limité par l'encombrement à l'intérieur du queusot d'observation et la position extrême est 23 cm). Remarquons que la position de la cible est la position théorique, et qu'il y a incertitude sur sa position réelle par rapport au diaphragme et au plasma. Comme on ne dispose d'aucun moyen de mesurer cette incertitude (elle est de l'ordre de 0 à 2 mm) la cote donnée dans le texte sera toujours la cote théorique. L'échantillon était toujours en position la plus avancée derrière la cible et était retiré après la fin de la décharge.

a - Résultats expérimentaux sur l'activation

L'expérience a été répétée dans des conditions plasma différentes et il est possible de distinguer deux catégories de résultats selon que la décroissance de l'activation en fonction du rayon, présente une pente unique (monopente), ou une double pente (bipente).

a.1) Monopente

Les figures 10.7 et 8 montrent les variations de l'activité en fonction de la position radiale de la cible , obtenues sur deux séries différentes de décharges, l'une avec un échantillon de Plomb, l'autre avec de l'oxyde d'Yttrium. Les courbes correspondent à l'activité des isotopes Pb^{207m} (.8 s, 7.4 MeV, (γ,n)) et Y^{89m} (16 s, 2 MeV, (γ,γ')) (Chap. VII .b). Avec le plomb, se posait à nouveau le problème de la durée d'inhibition du spectromètre Ge(Li). Nulle pour les positions de cible supérieures à 21.6 cm, elle augmentait graduellement à partir de 21.6 jusqu'à rendre impossible la mesure de l'activité du Pb^{207m} à des rayons inférieurs à 21 cm. Pour cette raison, les points entre 21 et 21.6 ont été corrigés de façon à correspondre à une durée d'inhibition nulle. Incidemment ces observations ont conduit à attribuer le phénomène d'inhibition du spectromètre à la présence de rayonnement x-durs provenant de l'interaction des E.D. avec la cible (le diaphragme est hors de cause puisqu'il est en carbone et donc faible producteur de Bremsstrahlung)

Pour l'Yttrium de période plus longue, le problème ne se posait pas et on a obtenu des points de mesure jusqu'à $r = r_L = 20$ cm. Les barres d'erreurs indiquées correspondent à l'erreur statistique. On observe d'importantes fluctuations qui

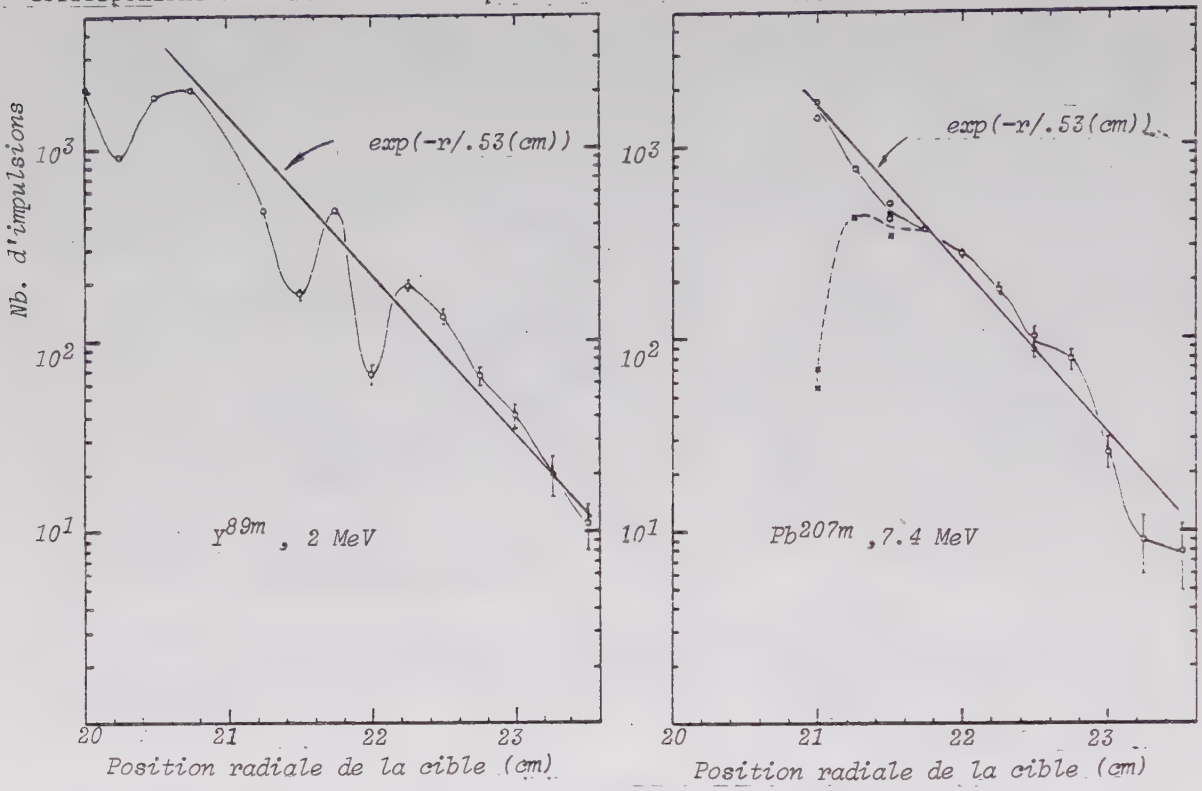


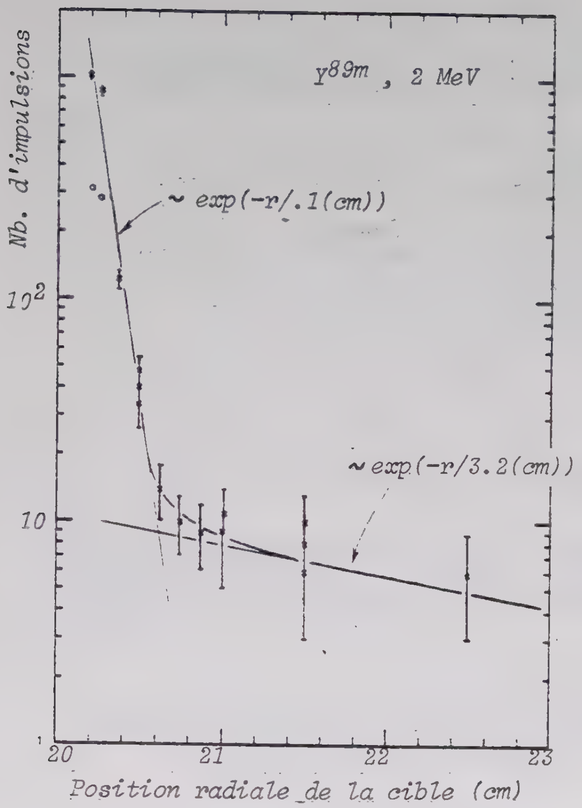
Figure 10.7 et 10.8: *Activités "monopente", mesurées en fonction de la position radiale de la cible B, avec des échantillons de Y_2O_3 (fig. 10.7) et Pb (fig. 10.8). La courbe en traitillés sur la figure 10.8 est la mesure brute. Les points corrigés sont obtenus en tenant compte du temps d'inhibition du Ge(Li)(cf. Chap. VII).*

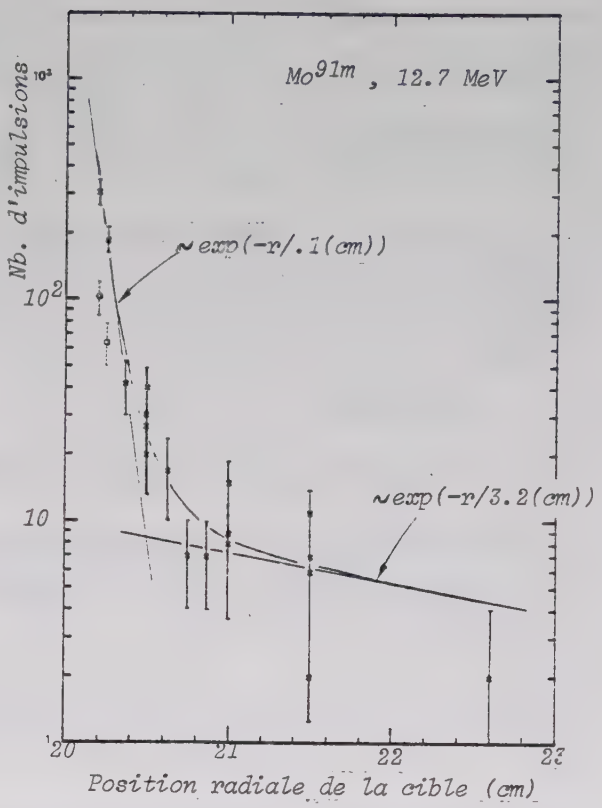
pourraient être dues à plusieurs causes. En premier lieu la grande sensibilité du taux de création à de faibles variations des paramètres plasma implique que des décharges qui sont macroscopiquement reproductibles, peuvent conduire à des activations qui diffèrent sensiblement (Chap. X .D). En second lieu, il n'est pas exclu que la direction et la position d'impact des électrons découplés, varient d'une décharge à l'autre ce qui peut également induire d'importantes variations sur l'activation puisque, rappelons-le, le lobe de bremsstrahlung est très directif vers l'avant.

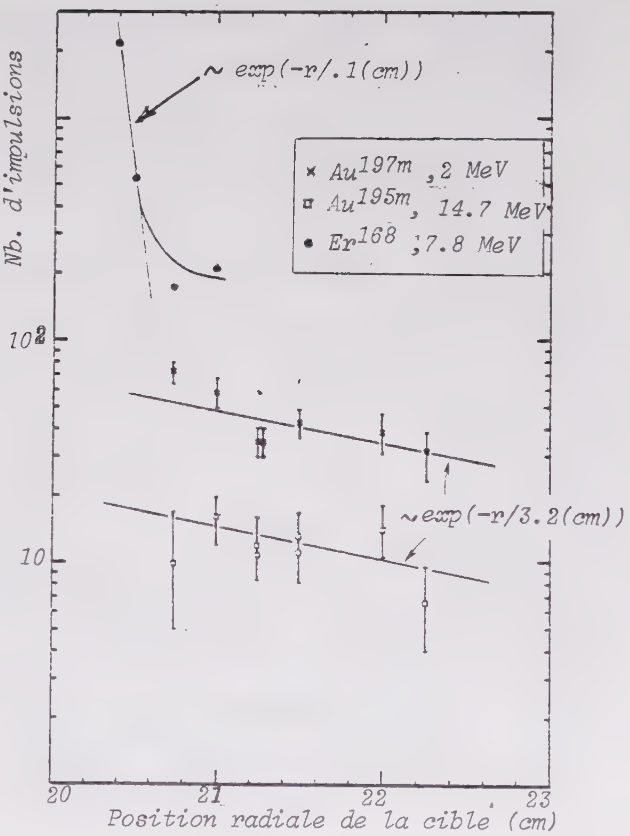
On peut admettre que pour les deux échantillons, l'activité en fonction de la position radiale de la cible , décroît approximativement comme $\exp(- r/.53)$ (r en cm) au-delà de 21 cm, et cela indépendamment du seuil de production du radio-isotope.

a.2) Bipente

Les figures 10.9 à 11 montrent les variations de l'activité en fonction de la position radiale de la cible , obtenues au cours d'une autre série de décharges avec respectivement un échantillon de Y_2O_3 + Mo, de Er O_3 et de Au pur. Sur la figure 10.9 , les points correspondent à l'activité de Y^{89m} (16 sec, ≈ 2 MeV, (γ,γ')), et sur la figure 10.10 à l'activitéde Mo^{91m} (65 s, 12.7 MeV, (γ,n)). Ces deux mesures ont été faites simultanément (puisque l'échantillon était un mélange de Y_2O_3 et de Mo), à raison d'une position radiale du patin par décharge et en balayant aller-retour l'intervalle $20 \leqslant r \leqslant 23$ cm. Les décharges duraient 600 ms et étaient reproductibles sauf pour les points à 20.2 et 20.5 cm où la décharge se termine par une disruption majeure en fin de plateau de courant. Ceci est probablement dû au fait que la cible commence à jouer elle-même le rôle de diaphragme, ce qui pourrait provoquer un afflux d'impuretés, une augmentation du Z_{eff}, et une baisse de la densité critique pour laquelle apparaît la disruption majeure. On se







Figures 10.9 à 11

9	10
	11

Activation "bipente" ,mesurée en fonction de la position radiale de la cible B, avec des échantillons de Mo+Y_2O_3 (fig.10.9 et 10) Au et Er_2O_3 (fig.10.11). les points (x) à 20.2 et 20.27 cm ont été obtenus à partir des (o) par extrapolation à l'aide des photoneutrons.

replace dans des conditions comparables aux autres décharges en normalisant au nombre de photoneutrons produits jusqu'à 600 ms.On observe qu'entre 20 et 30.6cm l'activité des deux isotopes décroit à peu près comme (-r/.1)(r en cm), alors qu'au delà ($r > 20.6$) elle décroît comme $\sim$ exp(- r/3.2). Remarquons que l'échelle en ordonnée est en impulsions et que 6 impulsions (point à r = 22.5 cm) correspondent à un pic détectable dans le spectre d'activation.

Sur la figure 10.11 sont portées deux séries de mesures moins complètes de la dépendance radiale de l'activation. L'une d'elle faite avec un échantillon d'oxyde d'erbium (Er_2O_3), l'autre avec un échantillon d'or. Les activités mesurées

sont celles de Er^{168} (27 s, 7.77 MeV,(γ,n)), Au^{195m} (30.6 s, 14.75 MeV, (γ,2n)) et Au^{197m} (7.2 s, 2 MeV, (γ,γ')). Les chocs des deux séries étaient reproductibles et comparables d'une série à l'autre. Les mesures sur l'erbium présentent la même décroissance que celles de Y^{89m} et Mo^{91m} sur les figures 10.15 et 16 ($\sim \exp(-r/.1)$), et semblent se poursuivre par un coude au-delà de 21 cm. La mesure avec l'or est particulièrement intéressante car les deux réactions observées ont lieu sur le même isotope (Au^{197}), ce qui écarte les doutes sur les proportions et l'homogénéité que l'on peut avoir dans le cas d'un mélange, et ont des seuils très différents. On voit que la décroissance radiale de l'activation est indépendante du seuil et est du même type que celle de Y^{89m} et de Mo^{91m} au-delà de 20.6 cm.

a.3) Résumé

En résumé les faits sont les suivants :

- L'ensemble des mesures peut être classé, du point de vue de la dépendance de l'activité en fonction de la position radiale de la cible , en deux régimes : monopente et bipente, correspondant à une pénétration forte (5 mm) où faible (1 mm) des E.D. dans l'ombre du diaphragme.

- Dans chaque régime, le gradient de l'activité des éléments est indépendant de l'énergie du seuil de la réaction correspondante, ce qui n'est possible que si le spectre des photons activants est le même à une constante multiplicative près, quelle que soit la position radiale de la cible dans l'ombre du diaphragme.

- Il existe des électrons découplés de haute énergie (> 15 MeV) à des rayons supérieurs à celui du limiteur.

b - Discussion

On se trouve expérimentalement devant deux situations qui du point de vue de l'activation en fonction de la position de la cible, sont très différentes. Le problème est de relier cette observation au comportement spatio-temporel des électrons découplés. En ce qui concerne la décroissance de l'activation, qui de toute façon représente la plus grande partie de l'activation créée, il est due à l'impact des E.D sur la cible. La décroissance lente dans le cas bipente pourrait être due aux photons de bremsstrahlung créés par les E.D. dans la masse du plasma, comme on le montre en Annexe X-1. On ne discutera pas plus loin cette activation à décroissance lente. Dans la suite nous allons admettre que l'activation pour une position radiale de la cible est représentative du spectre des électrons découplés présents à ce même rayon. Ce n'est le cas que si l'on admet que leur distribution angulaire est la même à tous les rayons. Cette hypothèse est confortée pour les différentes déterminations expérimentales de l'angle d'incidence au voisinage du diaphragme (Chapitre X-A), qui indiquent un angle $\lesssim 10°$. Les caractéristiques des E.D. étant fixées par leur création/accélération et par leur confinement, on s'est interessé successivement à ces deux aspects pour expliquer les diffrences entre les deux régimes. L'aspect création/accélération est étudié à partir des paramètres plasma ($I_p(t)$, $n_e(t)$, $V_T(t)$) à l'aide desquels est calculé le taux de création des E.D.. L'aspect confinement est étudié à l'aide des signaux de photoneutrons, X-mou et déplacement horizontal, et de différents modèles de tansport transversal des E.D..

b.1) Création/accélération des E.D

Les figures 10.12(a) et (b) montrent les paramètres d'une décharge typique pour chaque régime. Les décharges sont de même durée à 10 ms près, les courants plasma à peu près superposables et les tensions par tour et densités très différentes. Remarquons que chaque décharge présente quatre instants caractéristiques : t_{I1} et t_{I2} début et fin du plateau de courant, t_{N1} et t_{N2} première et deuxième rupture de pente de la densité.

Monopente	Production très faible	Moyenne production 3.9 10^9 E.D. cm^{-3} ms^{-1} Forte accélération 110 KeV/ms t_{I1} — t_{N1}	Forte production 6.4 10^9 ED cm^{-3} ms^{-1} Forte accélération 110 KeV/ms t_{N1} — t_{N2}	Prod. décroiss. Accélér. décroiss. 82 KeV/ms	Très faible production 6.4 10^5 E.D. cm^{-3} ms^{-1} Très faible accélération 9 KeV/ms t_{I2}
		100 — 200	300	400 t_{I1}	500 (ms) 600
Bipente	Production très faible	Faible production 9 10^8 E.D. cm^{-3} ms^{-1} Faible accélération 87 KeV/ms	Forte production 10^{10} E.D. cm^{-3} ms^{-1} Accélération croissante 87 KeV/ms à 110 KeV/ms		Faible production 10^8 E.D. cm^{-3} ms^{-1} Faible accélération 31 KeV/ms

Tableau 10.1 : *Résumé du rôle joué par les différentes phases de décharge dans la création et l'accélération des E.D..*

L'essentiel des différences entre les deux régimes sur le plan de la création et de l'accélération des E.D. est résumé dans le tableau 10.1. La principale différence entre les deux régimes est que dans l'intervalle 50 à 250 ms le régime monopente produit trois à cinq fois plus d'E.D. dans un champ électrique 15 % plus important que dans le régime bipente, qui lui, produit deux fois plus d'E.D. entre 300 et 455 ms dans un champ électrique 10 % plus important que celui du monopente. On devrait donc s'attendre à ce que le premier régime soit plus riche en E.D. de haute énergie, et produise une activation plus forte ce qui est bien le cas (cf. figures 10.8 et 10.9).

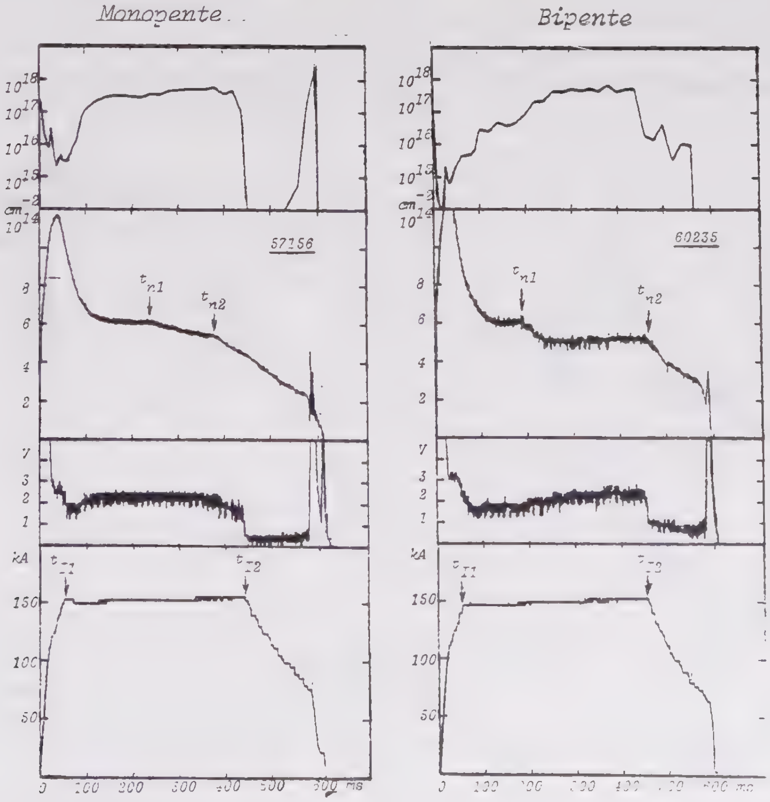


Figure 10.12 : *Caractéristiques de décharges dans les deux régimes. De haut en bas: Taux de création(s^{-1})(Z_{eff}=3), densité linéique centrale($n_l(r=0)$), tension par tour (V) et courant plasma (kA).*

A priori, il n'y a pas de rapport entre ces différences et les deux distributions radiales monopente et bipente. A la rigueur on peut noter que le monopente, qui correspond à une forte pénétration des E.D. dans l'ombre du diaphragme, est obtenu avec des E.D. plus énergiques et qui subissent donc un déplacement vers l'extérieur plus important. Cependant on verra que dans tous les cas ,cet effet de déplacement est beaucoup trop faible pour justifier la pénétration observée dans l'ombre du diaphragme.

b.2) Confinement des E.D

La différence entre les deux régimes est donc due a une différence dans le confinement des E.D.. Les mesures pouvant donner une indication complémentaire aux mesures de distribution dans l'ombre du diaphragme, sont montrés sur les figures 10.13 (a) et (b). On remarque d'emblée que la production de photoneutrons est très différente. Ce point ainsi que les différences sur le déplacement horizontal et les x-mous vont être examinés au cours de la discussion suivante.

On se propose d'y considérer différents modèles de transport radial des E.D. pour tenter de simuler diverses configurations magnétiques pouvant exister dans un tokamak (voir chapitre II.A). Dans chaque cas on calcule la distribution radiale des E.D. dans l'ombre du diaphragme (avec le code IMPACT), puis l'activation induite dans l'échantillon, en fonction de la position radiale de la cible (à l'aide des codes ACTIVA et ECHACT). Cette activation calculée est ensuite comparée à celle mesurée.

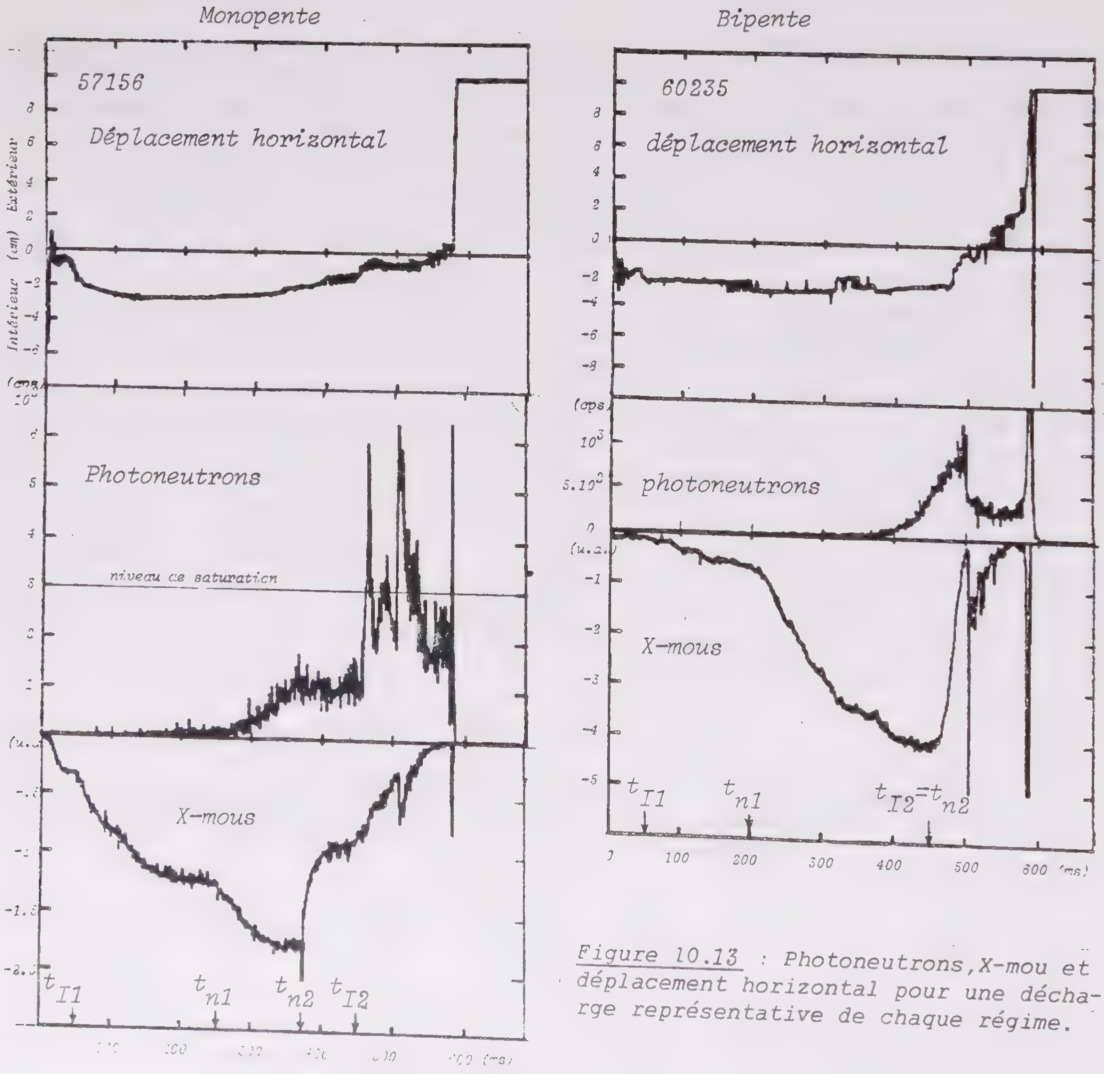


Figure 10.13 : Photoneutrons,X-mou et déplacement horizontal pour une décharge représentative de chaque régime.

1) Modèles de transport radial

Dans le calcul d'électrons découplés dans l'ombre du diaphragme (à l'aide du code IMPACT chap. IX.g) interviennent les paramètres suivants :

- $\Delta\delta$ le décentrement par tour toroïdal de la surface de précession de l'électron
- ρ le rayon poloïdal de cette surface au moment de l'impact
- ξ la largeur du profil radial du taux de création
- E l'énergie des électrons (ou $\gamma = E/m_o c^2 + 1$)

Il sont définis dans les Chapitres III.Bd et IXg. Pour simuler différents types de structure magnétique (et donc de transport radial des E.D.) on donnera éventuellement au déplacement par tour $\Delta\delta$ des valeurs différentes de la valeur classique. Plus précisement, on distingue deux modèles déterministes ($\Delta\delta_c$ classique, $\Delta\delta$ non classique) qui simulent respectivement la structure magnétique idéale (tores emboités) et une structure d'ilôt simple, ainsi qu'un modèle turbulent ($\Delta\delta$ non classique et aléatoire),qui simule une structure d'ilôts se chevauchant (destruction complète des surfaces magnétiques).

Dans chaque cas, après avoir défini le modèle on se propose de calculer le (s) spectre (s) qui induit (sent) une dépendance radiale de l'activation qui soit la plus proche possible de celle (s) mesurée (s). L'activation induite par un spectre d'E.D. est calculée sous certaines hypothèses qui sont détaillées dans l'annexe A. X 3

2) Modèle déterministes

- Modèle classique (C)

C'est le modèle de dérive classique des E.D. dans une structure magnétique idéale de tores emboités (chap. IIIB d) dans lequel le gain d'énergie de la particule à chaque tour $\Delta\gamma$ (3.9ter) provoque un départ vers l'extérieur de la surface de précession de $\Delta\delta = \Delta\delta_c$ (3.13) et une modification de son rayon $\rho = \rho_c(\Delta\delta_c)$.

Comme la tension accélératrice $U = U(t)$, le courant plasma $I = I(t)$ sont connus expérimentalement, $\Delta\delta_c$ est connu, et est de l'ordre de quelques 10^{-1} cm. Le seul paramètre non complètement figé est ξ. Dans le cas particulier où $\xi \leq .25$, le modèle est indépendant de ξ .

La figure 10.14 montre le courant et le champ électrique accélérateur d'une décharge du régime bipente. A titre d'exemple $\Delta\delta_c = 8.10^{-7}$cm pendant le plateau de courant et $\Delta\delta_c = 3.10^{-6}$ cm à t = 470 cm. En général $\Delta\delta_c < 5.10^{-6}$ cm.

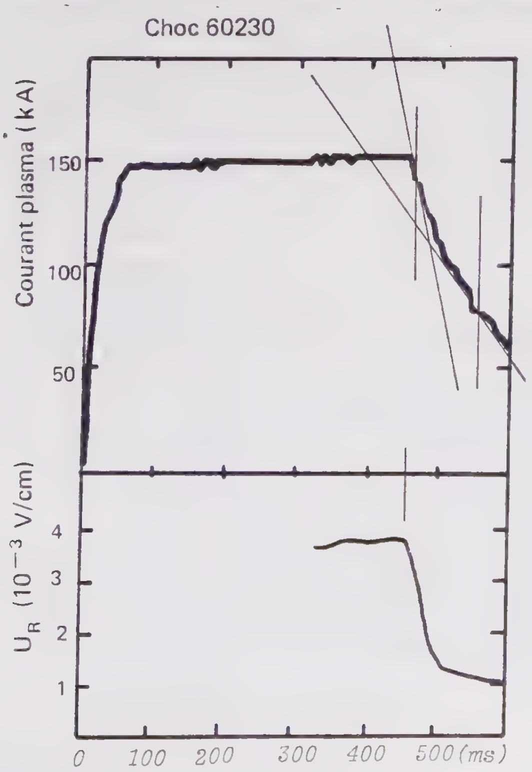


Figure 10.14 : *Calcul de $\Delta\delta_c$ à t=470 ms*
$dI_p/dt=-1.56\ 10^6$ A.s^{-1}.
Un E.D. de γ=41, met 2.10^{-8}s pour faire un tour toroïdal $\Delta I_p=-3.13\ 10^{-2}$ A.s^{-1} et $\Delta\gamma=3.8\ 10^{-6}$
d'où $\Delta\delta_c=3.1\ 10^{-6}$ cm.

Pendant le plateau de courant $\Delta I=0$
$\Delta\delta_c=8.10^{-7}$ cm.

La figure 10.15 montre la distribution d'impact que l'on obtient avec $\Delta\delta_c = 5.10^{-6}$ cm, $\xi = 1$. On montre en fait que la pénétration maximale des électrons ne dépasse pas 10^{-2} cm et qu'il ne peut de ce fait pas y avoir d'activation à des rayons supérieurs à 10^{-2} cm. Le déplacement par tour est donc nettement trop faible pour permettre aux E.D. d'aller jusqu'à 1 cm dans l'ombre du diaphragme.

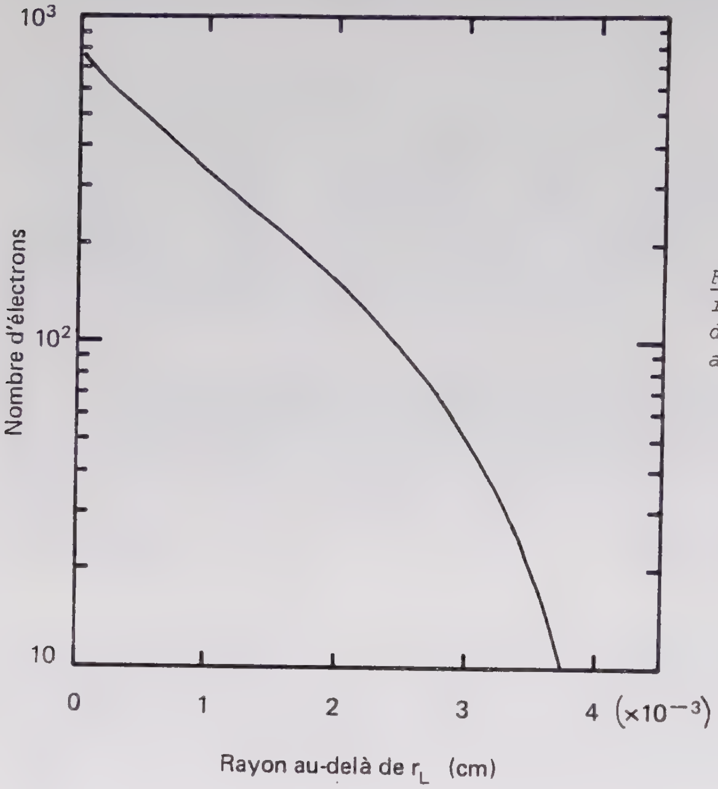


Figure 10.15 : *Distribution d'impact des E.D. dans l'ombre du diaphragme , dans le modèle C avec* $\Delta\delta = 5.10^{-6}$ *cm,* $\xi = 1$.

- Modèle non classique (NC)

Le calcul précédent montre bien que pour obtenir des profils d'activation de même allure que ceux mesurés on a besoin de $\Delta\delta \gg \Delta\delta_c$. On est ainsi amené à introduire un modèle non classique (NC) pour lequel tous les paramètres et les relations qui les lient restent les mêmes que dans le modèle C sauf $\Delta\delta$. Ce dernier n'est plus défini par la relation (3.27) et devient un paramètre libre du modèle NC. Par ailleurs comme dans le modèle C, ξ est un paramètre libre du modèle NC si $\xi > .25$. On montrera plus loin que ce modèle décrit une structure d'îlot magnétique simple.

Sur la figure 10.16, les courbes continues sont les distributions radiales d'impact des électrons sur la cible. Les courbes en pointillé sont l'activation qui correspond à ces distributions. L'ajustement de ces dernières aux données expérimentales conduit à prendre $\Delta\delta = 10^{-1}$cm dans le cas monopente et 10^{-2}cm dans le cas bipente. Un meilleur ajustement des points peut être obtenu si on fait l'hypothèse que le rayon réel du diaphragme est à r_L + .2 cm. On n'a en effet pas d'indication sur la précision de positionnement de la cible par rapport au diaphragme. Il n'est par ailleur pas certain que toroïdalement le plasma garde une section constante. Il faut noter que la courbe obtenue avec $\Delta\delta = 10^{-1}$ cm a aussi une double pente, mais son coude est situé à un rayon plus grand que celui de la chambre à vide et donc seule la première décroissance est observable. L'origine de cette double pente est précisée en Annexe X-1 .Le point le plus frappant dans ces résultats est la valeur très grande qu'il est nécessaire de donner à $\Delta\delta$ pour simuler les courbes expérimentales. Ces déplacements par tour toroïdal sont 10^4 à 10^5 fois plus grands que la valeur classique maximale ($\Delta\delta_c \leqslant 5.10^{-6}$ cm).

Un électron découplé né au centre du plasma, met alors moins que 2.10^{-2} ms pour arriver au bord ce qui ne lui permet d'acquérir que 2 keV. Comme on détecte des électrons de plus de 15 MeV on est amené à considérer les deux possibilités suivantes :

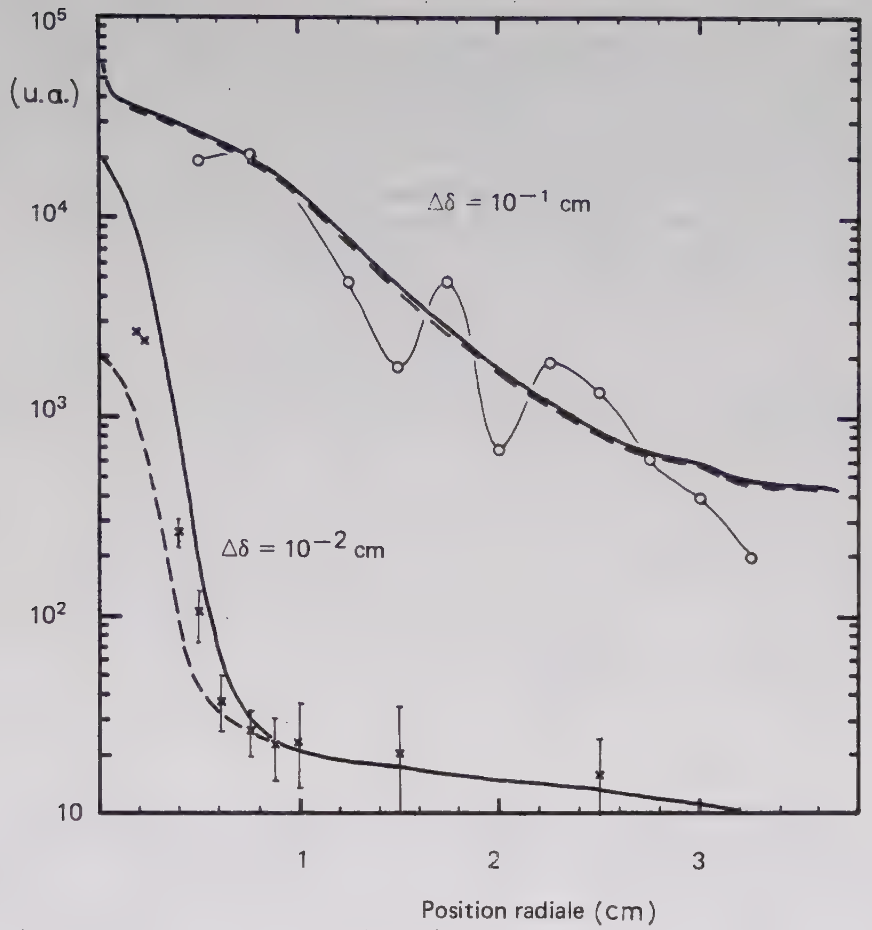


Figure 10.16 : Distributions radiales d'E.D. calculées et activation correspondante dans le modèle NC, avec $\Delta\delta = 10^{-2}$ et 10^{-1} cm, ajustées aux points expérimentaux.

- le plasma est en permanence subdivisé en une région centrale où $\Delta\delta \approx \Delta\delta_c$ et une zone au bord où $\Delta\delta \gg \Delta\delta_c$
- le transport des E.D. évolue en cours de décharge. Il est classique ($\Delta\delta = \Delta\delta_c$) pendant un certain temps puis devient non classique ($\Delta\delta \gg \Delta\delta_c$).

Dans la première hypothèse, on suppose le confinement stationnaire et on subdivise le plasma en deux zones (cf. Figure 10.17), définies par un paramètre ($0 < \eta < 1$), ou les E.D. subissent soit le déplacement classique $\Delta\delta_c$ (zone 1) soit le déplacement non classique $\Delta\delta$ (zone 2).

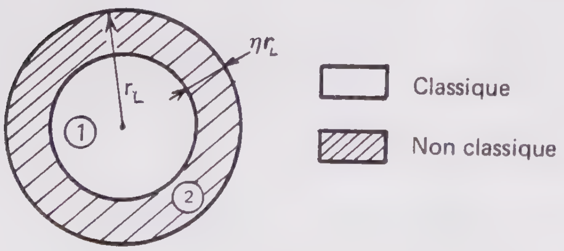


Figure 10.17

la zone classique doit avoir une largeur totale minimum qui est fixée par l'énergie maximale que peut atteindre un E.D. au moment de son impact. Cette condition conduit à l'expression suivante reliant η à E_{max} et $\Delta\delta_c$

$$\eta \, r_L = r_L - \frac{E_{max}}{15 \, U\Delta t} \, \Delta\delta_c \qquad (10.1)$$

où U est le champ électrique en V/cm, E_{max} en MeV, $\Delta\delta_c$ et r_L en cm, $\Delta t = 2.10^{-8}$ s. Sur la figure (10.18) cette relation est tracée pour $U = 3.25\ 10^{-3}$ V/cm, $\Delta\delta_c = 8.10^{-7}$ cm et $r_L = 20$ cm. On voit ainsi que pour qu'il existe des E.D. de 15 MeV, l'épaisseur $\eta \, r_L$ de la zone (2) ne doit pas dépasser 8 cm.

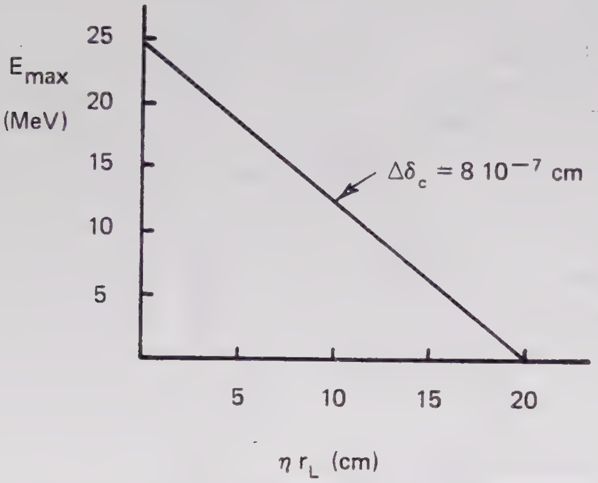


Figure 10.18 : Relation liant E_{max}, $\Delta\delta_c$ et ηr_L.

Cette possibilité est la seule acceptable car si on suppose (2ème hyp.) que le mode de confinement est le même dans tout le plasma mais qu'il subit une modification au cours du temps, comme on veut que des E.D. atteignent au moins 15 MeV (il leur faut pour cela 150 ms), il est nécessaire que le confinement soit classique au moins pendant 150 ms après l'instant de création. Si on admet que $\Delta\delta$ passe alors instantanément de $\Delta\delta_c$ à $\Delta\delta \gg \Delta\delta_c$ la décharge est vidée de ses E.D. en 10 à 100 microsecondes. En conséquence la production de photoneutrons doit alors présenter un pic très important et être nulle par la suite. Un tel comportement n'a jamais été observé sauf au moment de la disruption finale (cf. Figures 10.13 (a) et (b)). Donc si les déplacements $\Delta\delta$ trouvés affectent tout le plasma, ils ne peuvent être effectifs que pendant des temps très courts ($\approx$ 1 μs) en cours de décharge, ou bien lors de la disruption finale.

Ilôt magnétique simple

Il est rationnel d'interpreter le déplacement $\Delta\delta$ non classique introduit plus haut, comme une conséquence de la présence des ilôts magnétiques couramment observés au bord du plasma. On peut dès lors se demander à quels $\Delta B/B$ correspondent les $\Delta\delta$ trouvés. Pour ce faire on va tout d'abord montrer que le modèle NC décrit en fait une structure magnétique perturbée par un ilôt simple (cf Chapitre IIA-b).

La figure 10.19 montre en projection dans le plan médian une structure d'ilot m = 3. Elle montre par ailleurs les points d'intersection successifs (à

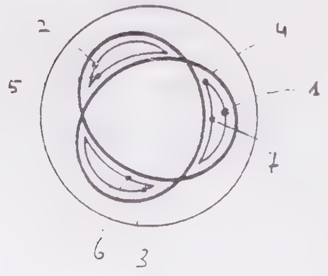


Figure 10.19 : Ilôt magnétique m=3, en projection dans le plan médian.

chaque tour toroïdal) d'une ligne de champ magnétique avec le plan médian au niveau du diaphragme. Ces lignes de champ continuent à former des surfaces magnétiques. Ainsi le mouvement d'un électron découplé le long d'une ligne peut être considéré comme une rotation de la projection de cet E.D. autour de l'axe magnétique de l'ilot. Le transport radial d'un E.D. dans une structure de ce type peut être simulé, comme on va le montrer, par un modèle avec $\Delta\delta$ dans le même sens à chaque tour toroïdal et $\Delta\delta \gg \Delta\delta_c$.

En effet l'épaisseur ε_I de l'ilot est donnée par [73] :

$$\varepsilon_I = r\left(\frac{\Delta B_r}{B_p}\right)^{1/2} = \left(qrR\,\frac{\Delta B_r}{B_T}\right)^{1/2} \qquad (10.2)$$

où ΔB_r est la variation du champ radial et B_p est le champ magnétique poloïdal. D'autre part le pas radial Δr que fait l'électron en un tour toroïdal s'écrit :

$$\Delta r = \frac{\Delta B_r}{B_T}\; 2\pi R \qquad (10.3)$$

L'E.D. change de direction radiale de déplacement (c'est-à-dire fait le demi-tour d'un ilot) au bout de n_m tours donnés par :

$$n_m = \varepsilon_I/\Delta r = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{\Delta B_r}{B_T}\right)^{-1/2}\left(\frac{qr}{R}\right)^{1/2} \qquad (10.4)$$

Remarquons qu'en réalité n_m est nettement plus grand que celui donné par cette relation car on a considéré un pas radial Δr maximal à chaque tour. Typiquement avec $q = 3$ et $\Delta B_r/B_T \approx 10^{-3}$ on trouve $n_m \geqslant 4$ tours toroïdaux. On montre par ailleurs avec le code IMPACT que les électrons font en moyenne 8 à 12 tours dans l'ombre du diaphragme avant d'être interceptés par lui (cf. Figure 9 .7), résultat qui est à peu près indépendant du pas $\Delta\delta$.

En conclusion, le modèle non classique avec déplacement radial $\Delta\delta$ toujours dans le même sens permet de simuler le transport radial des E.D. dans une structure magnétique avec un ilot simple.

On peut maintenant s'interesser à la valeur de $\Delta B/B$. Si ΔB_r est la variation de champ magnétique radial par tour toroïdal et B_T le champ magnétique toroïdal, on a la relation :

$$\frac{\Delta B_r}{B_T} = \frac{\Delta\delta}{2\pi R}$$

qui nous donne $\Delta B_r/B_T = 1.6\ 10^{-5}$ si $\Delta\delta = 10^{-2}$ cm et $\Delta B_r/B_T = 1.6\ 10^{-4}$. Les valeurs usuelles de $\Delta B_r/B_T$ varient entre $7\ 10^{-6}$ et $7\ 10^{-5}$ lorsque l'activité des modes est faible à moyenne et peuvent atteindre $7\ 10^{-4}$ (très forte activité des modes) [74] . Donc le régime monopente correspond à une turbulence forte ($\Delta B_r/B_T = 1.6\ 10^{-4}$) et le bipente à une turbulence faible ($\Delta B_r/B_T = 1.6\ 10^{-5}$). D'après la relation10.2 ,la largeur de l'ilot magnétique responsable du déplacement est donnée par la relation $\varepsilon_I = (qrR\Delta B_r/B_T)^{1/2}$ c'est-à-dire $\varepsilon_I \approx 1$ cm (monopente) et 10^{-1} cm (bipente). Ces valeurs de ε_I sont de l'ordre de la pénétration à mi-hauteur des distributions d'E.D monopente ($\delta_M = 6\ 10^{-1}$ cm) et bipente ($\delta_M = 1.5\ 10^{-1}$ cm).

Les gradients d'activation mesurés sont donc consistants avec le transport des E.D. en présence d'un ilot magnétique au bord du plasma. La différence entre monopente et bipente est attribuable à l'intensité de la perturbation $\Delta B/B$ du champ magnétique. La perturbation doit être localisée au bord du plasma, le reste du plasma étant très peu perturbé, et peut éventuellement s'étendre à tout le plasma au moment de la disruption finale. La question se pose alors de savoir si les régimes monopente et bipente, qui correspondent à des valeurs très différentes de $\Delta B/B$, correspondent aussi à des valeurs différentes de l'activité magnétique observée au

bord du plasma par des sondes magnétiques. On n'a pu établir cette corrélation que par l'intermédiaire de signaux de photoneutrons dont l'allure est différente dans les cas monopente et bipente ,comme le montre la figure 10.13 .La figure 10.20 montre divers types de décharges (a), (b), (c), correspondant à des activités magnétiques croissantes . Les signaux de photoneutrons correspondant aux régimes monopente et bipente s'identifient respectivement aux types (b) et (c).

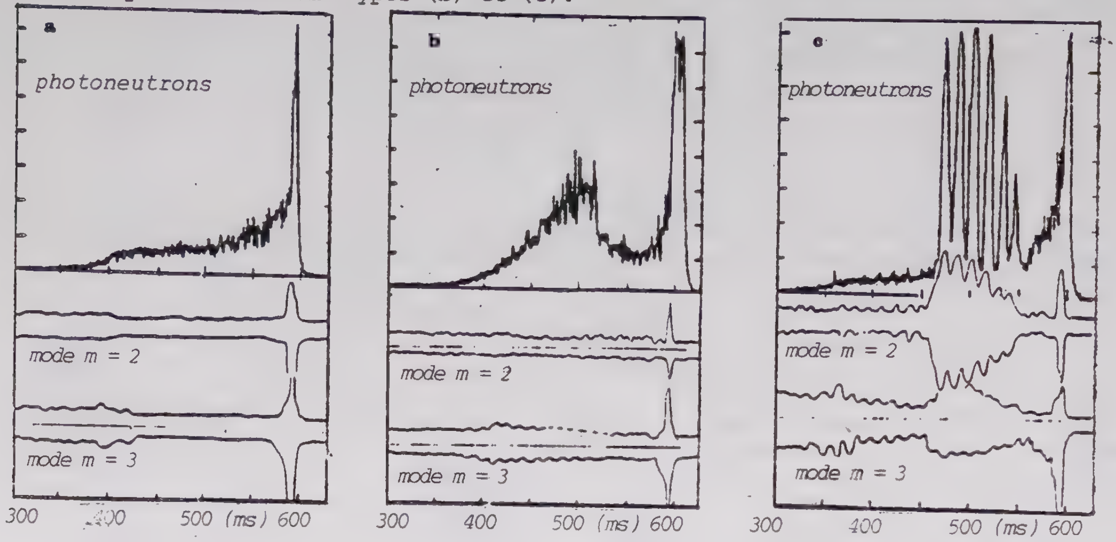


Figure 10.20 : Corrélation du flux de photoneutrons avec l'activité des modes MHD, dans divers types de décharges.

- Modèle turbulent (T)

On peut encore immaginer que les perturbations magnétiques au bord du plasma , responsables de la pénétration des E.D., sont dus à plusieurs ilôts magnétiques empiétant les uns sur les autres et rendant les lignes de flux ergodiques et stochastiques. On rendra compte de la diffusion correspondante en se plaçant dans la même cadre que pour les modèles déterministes, mais en admettant simplement que $\Delta\delta$ est aléatoire. La simulation d'un processus de diffusion se fait (avec IMPACT) en fixant la valeur absolue de $\Delta\delta$ mais en choisissant au hasard, à chaque tour toroïdal, le signe de déplacement. Tous les autres paramètres ont la même définition que dans le modèle NC (en particulier la relation 3.16 est considérée comme valable). On montrera plus loin que ce modèle décrit une structure magnétique d'ilot se chevauchant dans laquelle les surfaces de flux n'existent plus, et les lignes de champs sont stochastiques.

La figure 10.21 montre les distributions radiales d'E.D. ainsi calculées et ajustées aux activations expérimentales (même principe que pour le modèle NC). Le meilleur accord est obtenu avec $|\Delta\delta| = .06$ cm pour le bipente et $|\Delta\delta| = .45$ cm pour le monopente. Le point le plus remarquable est que la distribution calculée n'a plus de coude marqué et est toujours à peu près monopente. Ainsi aucune valeur de $|\Delta\delta|$ ne permet d'obtenir une activation de type bipente. Cela n'est en fait pas un problème puisque d'après le calcul en Annexe X-1 ,le niveau presque constant au-delà de 1 cm pourrait être dû au Bremsstrahlung venant du plasma. Dans le cas du monopente cet effet n'est pas visible puisque l'activation ne descend à 10^{-2} par rapport à l'origine qu'au-delà de 3 cm.

On remarque que les $|\Delta\delta|$ nécessaires sont encore plus grands que ceux trouvés avec le modèle NC, mais ils n'ont ici pas du tout la même signification, car il s'agit d'un pas de diffusion. C'est la distance que parcourent en moyenne les électrons pendant la durée Δt qu'il faut pour faire un tour toroïdal ($\Delta t \approx 2\ 10^{-8}$ s). Si τ est le temps de vie moyen d'un E.D. né au centre du plasma, on a :

$$\frac{\Delta\delta^2}{\Delta t} = \frac{r_L^2}{\tau}$$

où r_L est le rayon du diaphragme. Le temps de vie τ est donc de 2 ms ($|\Delta\delta| = 6\ 10^{-2}$ cm) et 0.4 ms ($|\Delta\delta| = 4.5\ 10^{-1}$ cm), ce qui, dans les deux cas, est extrêmement court. On verra en effet qu'à 40 KG on a plutôt $\tau \approx 100$ ms (chapitre X .C). On est donc

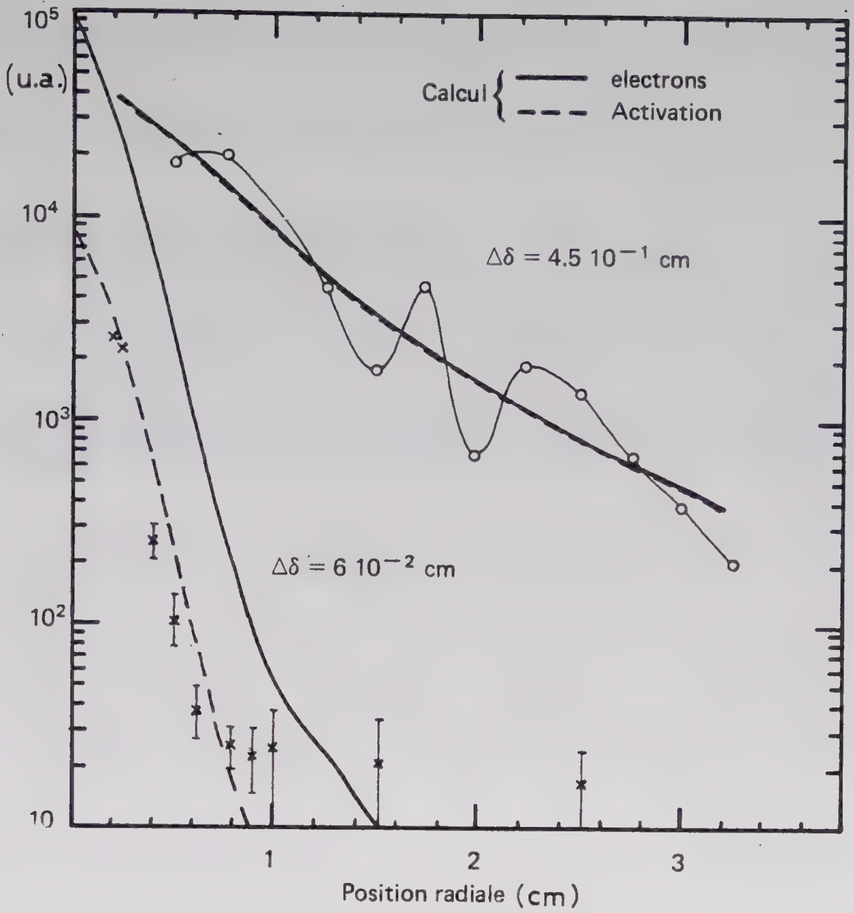


Figure 10.21 : Distributions radiales d'E.D. calculées dans le modèle turbulent, avec $\Delta\delta$=6.10^{-2} et 4.5 10^{-1} cm, ajustées aux points expérimentaux.

amené à considérer que, comme pour le modèle NC, la turbulence est localisée au bord du plasma et/ou en fin de décharge. Comme on l'a fait pour le modèle NC, on va montrer que le modèle T décrit une structure magnétique perturbée : il s'agit cette fois de deux ilôts se recouvrant c'est à dire d'une structure ergodisée et stochastisée .

La figure 2.9 montre en projection dans le plan médian une structure magnétique résultant du recouvrement partiel de deux ilots (m = 2 et m = 3). Dans ce cas on ne peut plus parler de surfaces magnétiques car une ligne de champ peut passer aléatoirement d'un ilot à l'autre. En conséquence un E.D. qui suit une ligne, fait des déplacements radiaux aléatoirement vers l'intérieur ou vers l'extérieur. Il n'est donc plus possible de simuler son transport radial avec un modèle à pas constant vers l'extérieur. Le modèle qui convient est le modèle turbulent pour lequel le signe de $\Delta\delta$ est choisi au hasard à chaque tour toroïdal.

D'après la relation 10.22, on obtient pour $\Delta B_r/B_T$ respectivement 9.6 10^{-5} (bipente) et 7.2 10^{-4} (monopente). Par comparaison avec les valeurs usuelles $\Delta B_r/B_T$ il semble que le bipente corresponde à une activité MHD moyenne et le monopente à une activité très importante. Contrairement au modèle NC on ne peut plus ici parler de largeur d'ilôt magnétique, puisque ceux-ci sont détruits.

c - Conclusions

De la comparaison de l'activation expérimentale avec celle calculée dans le cadre de différents modèles de transport d'E.D. , on tire les conclusions suivantes:

1) L'activation mesurée dans l'ombre du diaphragme est induite par une distribution radiale d'électrons découplés d'au moins 15 MeV, décroissant exponentiellement à partir du rayon du diaphragme.

2) Les distances de pénétration observées, ne peuvent se justifier que par un transport très anormal des E.D. au bord du plasma.

3) Pour obtenir l'activation d'éléments dont le seuil est supérieur à 15 MeV , il est nécessaire que le transport soit presque classique dans la partie centrale du plasma pendant plus de 150 ms.

4) La pénétration des E.D. dans l'ombre du diaphragme necessite la présence d'une région au bord du plasma, dans laquelle la structure magnétique idéale (tores emboités) est perturbée. Pour le régime bipente la perturbation B_r/B_T est de 10^{-5} à 10^{-4}, et pour le monopente de 1 à 7 10^{-4}. Ces perturbations sont cohérentes avec les ilôts magnétiques présents dans les deux régimes.

5) L'invariance aux seuils d'activation, des gradients d'activation mesurés, vient simplement du fait que le spectre des E.D. arrivant sur le diaphragme comporte une composante d'energie nettement plus élevée que les seuils, qui domine dans la production de l'activation.

6) La deuxième pente du bipente peut être due aux photons de bremsstrahlung produit par le plasma.

X- C) Modelage du taux de création

Les mesures de ce chapitre ont été faites dans le but de clarifier le rôle joué par les différentes phases de la décharge dans la création, l'accélération et le confinement des électrons découplés. Du point de vue expérimental, il est évidemment interessant de modifier de façon controlée le taux de production d'E.D. au cours du temps, en particulier pour mieux caractériser le confinement pendant la phase de plateau de courant, en s'affranchissant de la phase initiale.

La méthode employée, consiste à modifier d'une décharge à l'autre, la quantité de gaz injectée dans le plasma. Sur TFR on utilise une vanne dont l'instant d'ouverture et la durée d'injection sont programmables. Cela permet de modeler l'évolution temporelle de la densité et en particulier de provoquer une baisse rapide de celle-ci à un instant choisi, entraînant ainsi, comme on le verra, une augmentation brutale du taux de création des E.D.. En effectuant cette opération en différents instants, on a la possibilité d'étudier à partir de l'évolution temporelle de la production de photoneutrons et de l'activation de l'échantillon (retiré à la fin) les caractéristiques de création, d'accélération et de confinement des E.D..

a - Résultats expérimentaux

L'intérêt de ces baisses subites de la densité, apparaît à l'examen des relations (3.1) et (3.6). Dans une décharge TFR, en effet, une baisse de densité est accompagnée d'une hausse simultanée de la tension par tour et de la température des électrons. De ce fait le rapport n_e/T_e diminue, entraînant une baisse du champ critique U_{CR} (relation 3.1) qui se joint à la hausse de tension par tour pour provoquer une hausse plus forte du rapport U/U_{CR}. Comme on le voit sur la figure (3.2) cela a pour conséquence une montée brutale du taux de création des électrons découplés. Typiquement quand n_e passe de 3.6 10^{13} cm^{-3} à 2.7 10^{13} cm^{-3} (n_l de 8 10^{14} à 6 10^{14} cm^{-2}), U passe de 3.1 10^{-3} V/cm à 3.6 10^{-3} V/cm d'où pour $T_e \approx 1$ keV, U_{CR} = .16 V/cm à .12 V/cm et U/U_{CR} passe de 1.9 10^{-2} à 3 10^{-2}. En conséquence on est situé au coeur de la région où s_R varie très rapidement (1 à 2 ordres de grandeur dans l'exemple).

On présente des résultats obtenus avec deux groupes de décharges. La comparaison des décharges d'un même groupe va permettre d'élucider les points suivants:

- Reproductibilité des décharges en ce qui concerne l'activation créée par les E.D..
- Comportement des électrons découplés créés en différents instants du plateau de courant.

Toutes les mesures d'activation ont été réalisées avec un échantillon de Pb + Mo + Y_2O_3 placé derrière la cible , elle même positionnée à la cote théorique r_L + 1 cm (21 cm), un champ magnétique de 40 kG et un plasma d'hydrogène.

a.1) Reproductibilité des décharges.

Les caractéristiques de deux décharges (408 et 409) sont montrées sur la figure 10.22 Ces deux décharges sont"reproductibles" au sens qu'elles font partie d'une même série obtenues avec le même réglage des paramètres extérieurs: champ magnétique, courant électrique total, injection de gaz, etc...

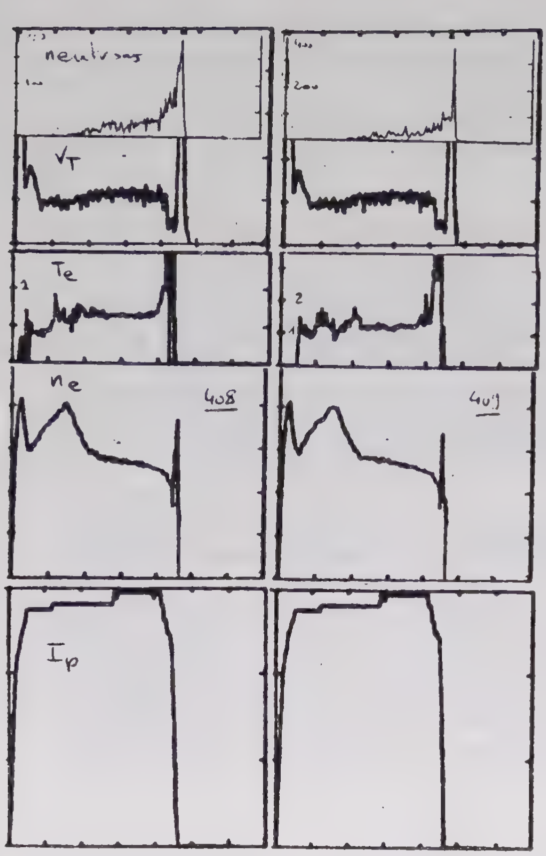


Figure 10.22 : Caractéristiques des décharges 408 et 409.

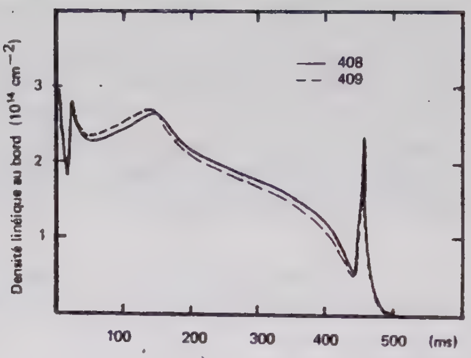


Figure 10.23 : Densité linéique au bord dans les décharges 408 et 409.

Leurs courant plasma sont identiques. Les densités linéiques centrales le sont à des fluctuations près (± 3 %) comme le montre la figure 10.24. Les densités linéiques au bord sont montrées sur la figure 10.23 ; on note que les fluctuations sur le signal sont d'environ ± 10 % et qu'il y a, entre 408 et 409, une différence de 3 % sur les signaux lissés qui semble indiquer que le profil de densité est, entre 20 et 120 ms, légèrement plus large pour 409 et que cette tendance s'inverse en cours de plateau de courant. Les signaux non lissés de tension par tour et de température ont d'importantes fluctuations (± 15 %) dont un agrandissement est montré sur la figure 10.25. On voit que les fluctuations de n_e, T_e, V_T sont aléatoires les unes par rapport aux autres et peuvent entraîner des fluctuations de plus d'un ordre de grandeur sur le taux de création calculé à partir de ces signaux (l'amplitude des fluctuations dépend de la valeur moyenne de n_e et T_e (Fig. 3. 2)). Notons que les oscillations du taux de création, suivent celles de V_T qui ont une amplitude nettement plus importante que celles de n_e et T_e.

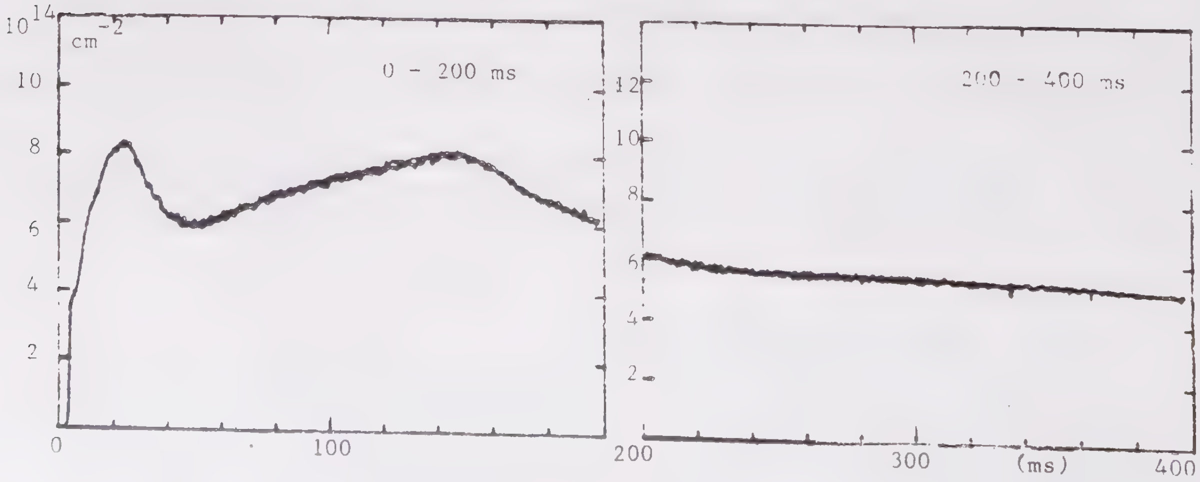


Figure 10.24 : Densités linéiques centrales des décharges 408 et 409.

On n'est d'ailleurs pas certain que le centre du plasma voit les mêmes oscillations sur V_T et il est donc possible que les fluctuations du taux de création soient moins importantes que sur la figure 10.25. On a porté sur la même figure le taux de création calculé après lissage de n_e , T_e, V_T (courbe en traitillés) et le taux de création lissé (courbe continue). Ils diffèrent par instants d'un facteur deux. Par raison de commodité tous les calculs de taux de création sont faits à partir des n_e, T_e, V_T lissés. En ce qui concerne des mesures absolues d'activation un accord à l'intérieur d'un facteur deux avec des valeurs calculées, est alors le maximum qu'on peut espérer. Les mesures comparatives sont en principe plus précises.

Les n_e, T_e, V_T lissés des décharges 408 et 409, ainsi que le taux de création calculé à partir d'eux, sont montrés sur la figure 10.26. Les écarts entre les deux décharges sont de < .5 % sur n_e, 3 à 10 % sur T_e et ± 2 % sur V_T. C'est surtout la différence en T_e qui est à l'origine de celle sur le taux de création. Il est ainsi nettement plus fort pour 409 entre 60 et 100 ms et vers 200 ms, alors qu'au delà de 200 ms celui de 408 est deux fois plus important.

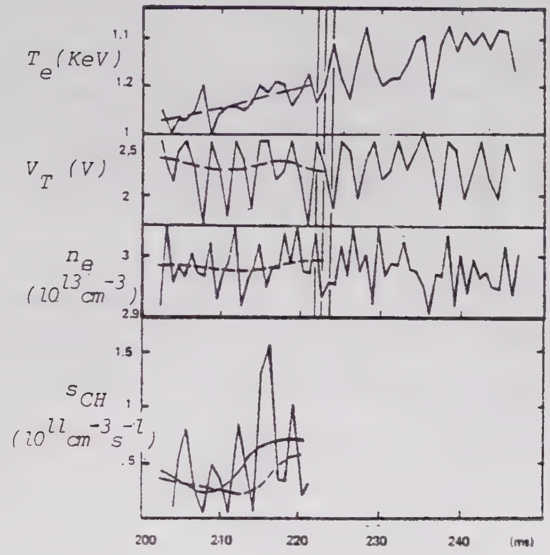


Figure 10.25 : Agrandissement montrant les fluctuations des signaux non lissés mesurés de n_e, T_e et V_T et celles qui en découlent sur le taux de création calculé.

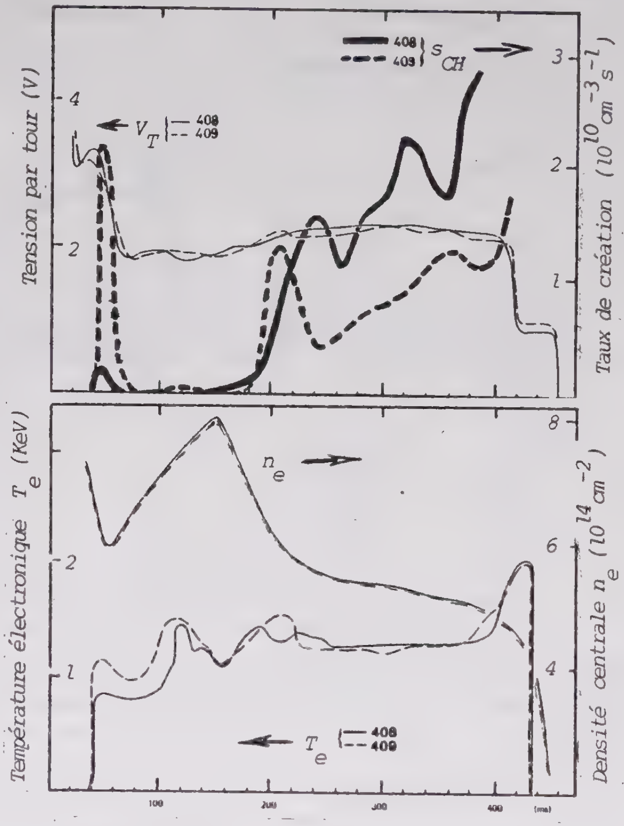


Figure 10.26 : Signaux de n_e, T_e et V_T lissés et taux de création correspondants.

C'est la différence autour de 60 ms qui domine en ce qui concerne l'activation, car les électrons découplés créés à cet instant, qui sont confinés pendant toute la décharge, sont ceux qui atteignent les énergies les plus élevées et font donc le plus d'activation (cf; figure 7.2) . En supposant que le temps de confinement des E.D. dans le cas actuel est de quelques centaines de millisecondes, comme il apparaitra dans la suite pour cette classe de décharges; l'activité calculée a partir des taux de création de la figure 10.26 est trois fois plus forte pour 409 que pour 408. Ceci ne tient pas encore compte de la différence introduite par l'utilisation des signaux V_T, n_e, T_e lissés plutôt qu'instantanés, qui pourrait introduire , comme on l'a vu, jusqu'à un facteur deux supplémentaire. Pourtant les activités expérimentales observées dans l'échantillon, diffèrent d'un facteur environ 1.3 . Ceci prouve, si on exclut des effets de compensation très improbables, que des différences de tension par tour, densité et température, et donc de production d'E.D., dans des décharges reproductibles au sens donné plus haut ont été surestimées. Une meilleure précision sur la mesure de température serait en particulier souhaitable.

On en conclut que les décharges d'une série reproductible, correspondent à des productions d'E.D. différent typiquement d'un facteur deux des productions calculées à partir des mesures brutes (lissées ou instantanées) de tension par tour

,densité et température (qui diffèrent elles davantage). Ce point est bien entendu essentiel pour pouvoir comparer les régimes d'E.D. obtenus dans des décharges différentes, telles par exemple celles qui vont suivre et pour lesquelles le programme d'évolution au cours du temps de la densité est modifié.

a.2) Décharges a taux de production d'E.D. différent

Les caractéristiques principales de deux séries différentes A et B de décharges sont montrées sur la figure 10.27. Leurs courants plasma sont identiques. Les différences sur la densité linéique centrale montrées en plus détaillé sur la figure 10.28, constituent la caractéristique la plus interessante de ces décharges.

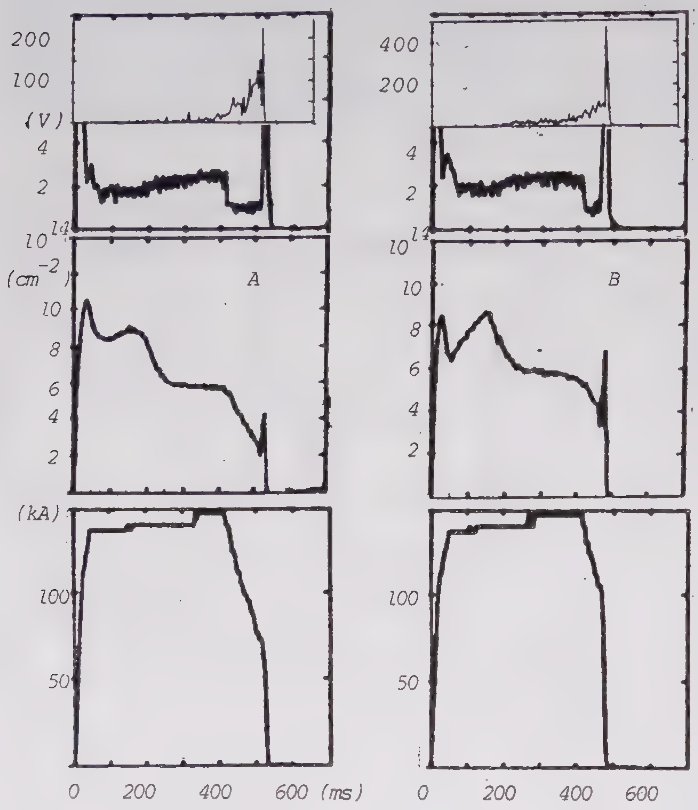


Figure 10.42 : Caractéristiques principales des décharges des séries A et B. De haut en bas : Photoneutrons, Tension par tour, densité centrale, courant plasma.

On a réussi à modeler l'évolution temporelle de la densité de façon à provoquer une augmentation brutale du taux de création avant 120 ms dans la série B, comme le montre la figure 10.29 où sont représentées les évolutions temporelles des taux de création calculés à partir des n_e, T_e, V_T lissés. Les décharges A ont un taux de création extrêmement faible avant 250 ms, par rapport aux décharges B; elles ne produisent pas d'E.D. vers 60-120 ms (c'est la conséquence directe de l'absence de creux dans la densité vers 100ms). A l'opposé les décharges B produisent beaucoup avant 120 ms.

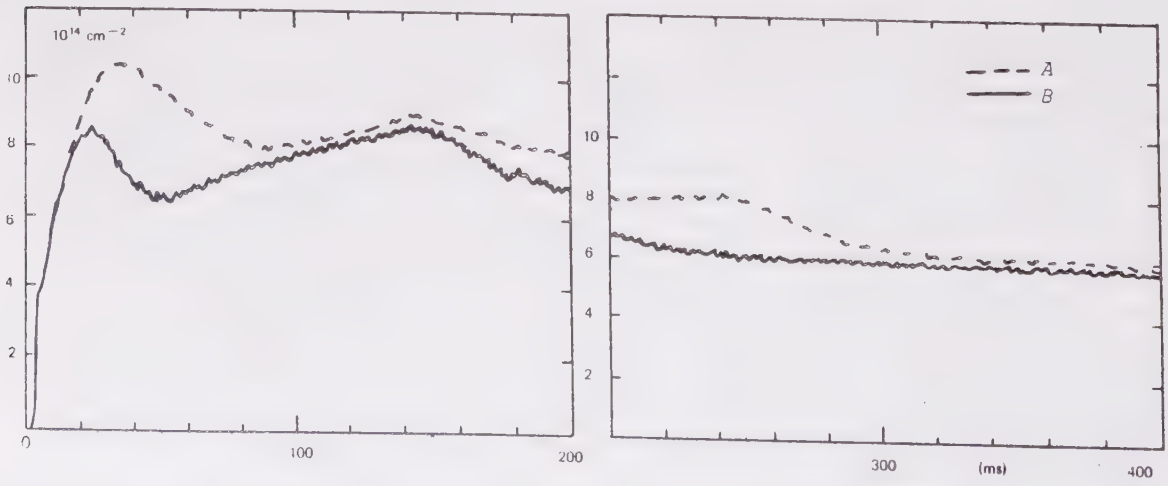


Figure 10.28 : Agrandissement des densités linéiques centrales montrant les différences entre les décharges des séries A et B.

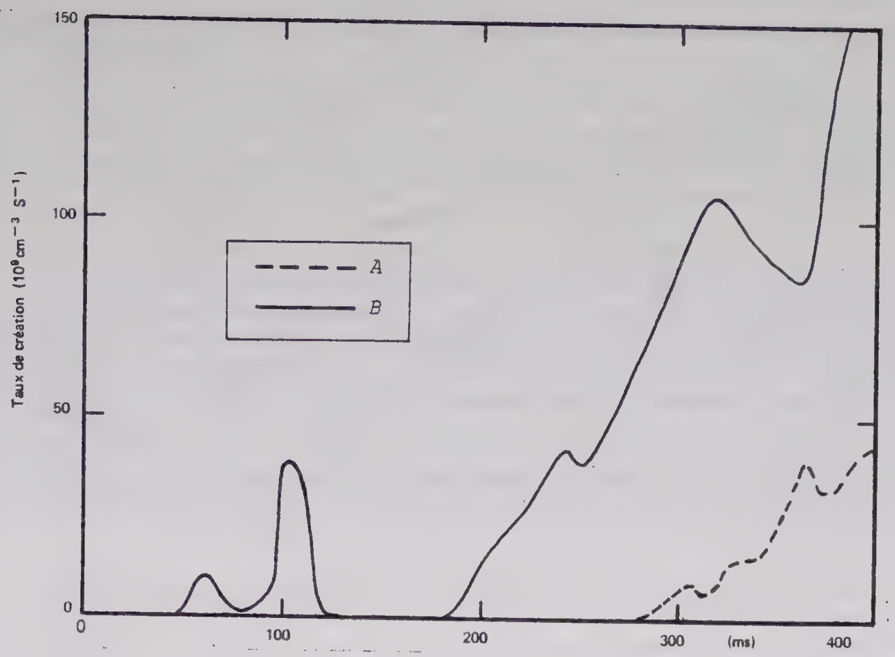


Figure 10.29 : *Evolution temporelle du taux de création d'électrons découplés calculé pour les décharges des séries A et B.*

Un point essentiel est que cette production d'E.D. est localisée au centre du plasma du fait que le profil de température, comme presque toujours dans les tokamaks, est plus piqué au centre que le profil de densité, de sorte que le rapport n_e/T_e est minimum au centre. La figure 10.29 bis donne le profil radial de la production d'E.D. dans les décharges considérées ici.

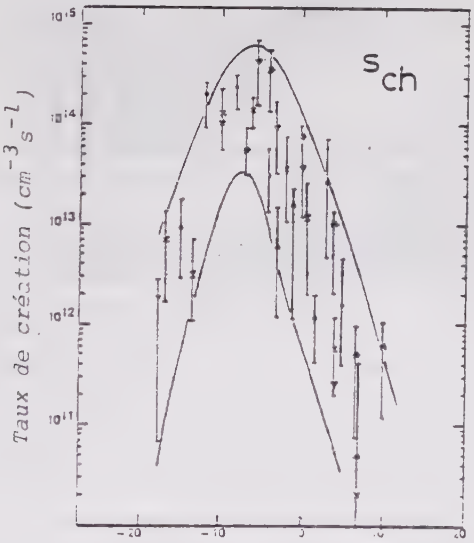


Figure 10.29 bis : *Profil du taux de création d'E.D.*

Sur la figure 10.30 sont représentées sous forme lissée, les flux de photoneutrons mesurés (pour les signaux bruts voir figure 10.27). Ils sont tous saturés au-dessus de 3 u.a. et ne sont donc significatifs en valeur avsolue que jusque vers 500 ms . Rappelons que ce signal correspond à des E.D. atteignant le diaphragme avec des énergies supérieures à 10 MeV. Le point à noter est l'absence de signal en dessous de 280 ms pour les décharges de la série A ce qui est à rapprocher de l'absence de production d'E.D. avant 120 ms dans ces décharges (cf. figure 10.29).

Les spectres gammas mesurés (Figure 10.31) après irradiation de l'échantillon par les décharges des séries A et B montrent d'importantes différences dans l'activation induite.La série B produit beaucoup plus d'activation (totale) que la série A. L'intensité des pics d'absorption totale de Y^{89m}, Mo^{91m} et Nb^{97m} sont donnés dans le tableau 10.2; remarquons que pour la série A, il devient difficile de parler de pics.

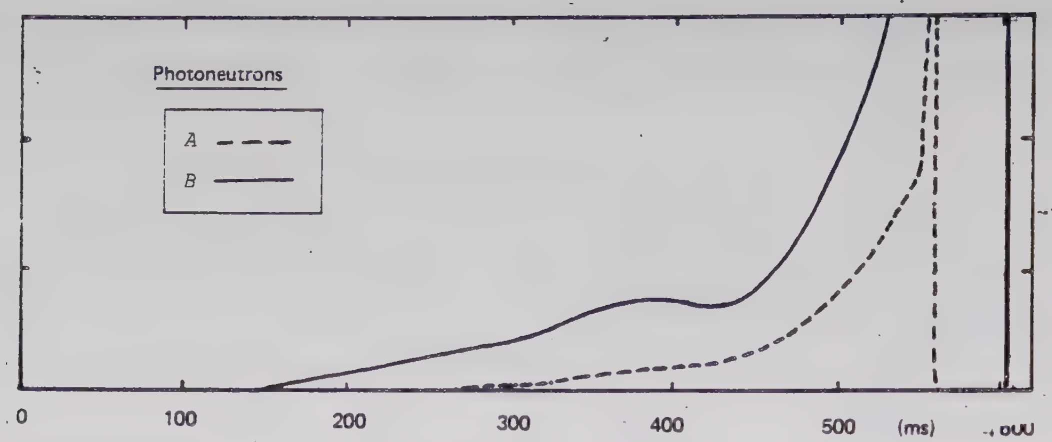


Figure 10.30 : Flux de photoneutrons en fonction du temps pour les décharges des séries A et B.(signaux lissés)

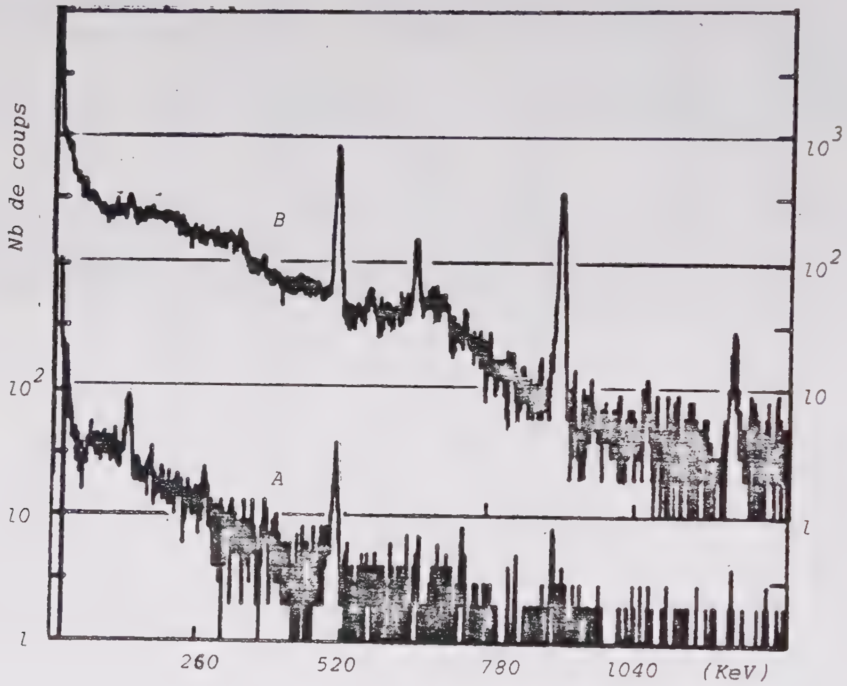


Figure 10.31 : Spectres gamma de l'échantillon après son exposition aux décharges des séries A et B.

Element	Seuil	A	B
Y^{89m}	≃ 2 MeV	1 à 2	343 ± 21
Mo^{91m}	12.7 MeV	≃ 1	103 ± 20
Nb^{97m}	9.8 MeV	1 à 2	6 ± 3

Tableau 10.2 : Activité des radioisotopes créés dans l'échantillon (en nombre d'impulsions dans le pic d'absorbtion totale).

b) Discussion

On se propose de discuter l'ensemble de ces résultats en déduisant de l'évolution temporelle du taux de création, le comportement temporel de la production de photoneutrons dans le cadre des deux descriptions introduites au chapitre III.Be . Leur comparaison avec les flux mesurés, va permettre de préciser certains aspects du confinement des électrons découplés.

On note d'abord qu'un comportement classique des E.D. ne peut être retenu. En effet un tel comportement implique, pour des électrons créés au voisinage du centre, que les E.D. sont confinés à l'intérieur du domaine où le champ poloïdal B est une fonction croissante de r , jusqu'à ce que la relation 3. soit vérifiée. Dans le cas actuel ceci signifie une énergie de l'ordre de 50 MeV pour les E.D., énergie qui ne peut être acquise qu'au bout de 500 ms (relation). Or la production de photoneutrons commence typiquement dans la série B, 250 ms après l'impulsion de production d'E.D. à 100 ms. On est donc amené à admettre qu'il existe un effet de diffusion turbulente des E.D.. A ce niveau cependant, on peut faire deux hypothèses:

- 1) Nous pouvons d'abord supposer que le temps de vie turbulent des E.D. est une constante au cours du temps, c'est à dire quelle que soit l'énergie des particules. La figure 10.32 donne le résultat de la simulation du signal de photoneutrons pour la série B, avec un ajustement du temps de vie pour simuler au mieux l'augmentation de photoneutrons vers 200 ms et l'augmentation plus brutale à partir de 400 ms pendant la descente de courant. Ce temps est alors de 100 ms. En fait il est impossible de simuler à la fois les deux augmentations dans l'hypothèse actuelle et ce quel que soit la valeur prise pour le temps de vie τ_{ED} .

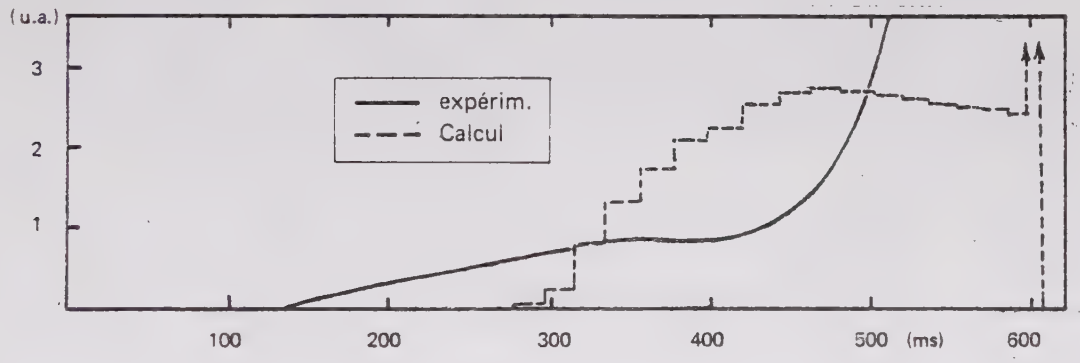


Figure 10.32 : *Flux de photoneutrons calculé avec la description turbulente et τ_{ED} = 100 ms (normalisation à 470 ms) pour la série B.*

- 2) On est alors amené à supposer que les E.D. ne subissent une diffusion qu'au début de leur vie, lorsque leur énergie est faible. Notons que cette hypothèse est conforme aux éléments théoriques donnés au chapitre III, dans la mesure où la turbulence a une échelle transversale faible, comme cela est plausible dans le cas actuel, où il s'agit d'effets prenant place dans la masse du plasma (contrairement à la situation examinée dans le chapitre X-B). On contruit donc une simulation en supposant

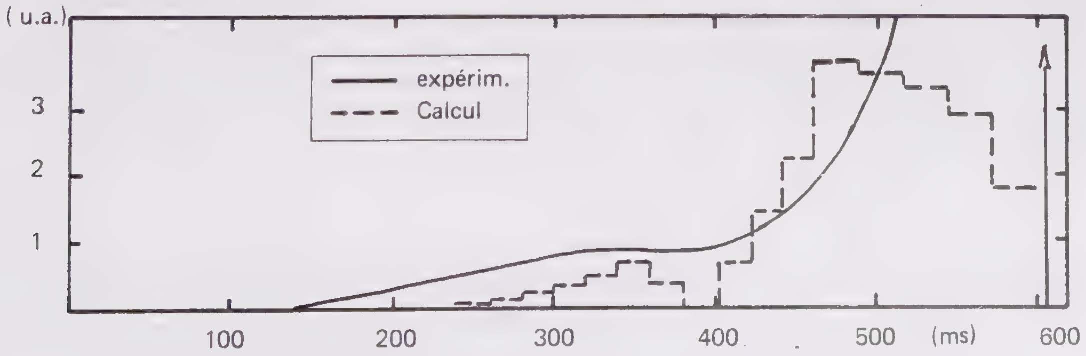


Figure 10.33 : *Flux de photoneutrons calculé en prenant un comportement classique des E.D. , après distribution à l'instant initial à l'intérieur d'un rayon r = 10 cm.*

qu'initialement les électrons découplés sont répartis à l'intérieur d'une surface $r \leqslant r_s$ sous l'action de la turbulence, et en ajustant le rayon r_s de façon à ce que leur comportement classique produise ensuite le flux de photoneutrons observé dans la série B. On trouve un assez bon accord avec la production mesurée dans cette série, en prenant $r_s \simeq 10$ cm comme le montre la figure 10.33. Notons que la simulation à partir de 500 ms, où le courant à déjà notablement diminué, est très aléatoire, du fait que le champ magnétique B dans la décharge et la tension par tour V_T sont très mal connus pendant cette période.

c) Electrons découplés créés au début de la décharge

Il est souvent admis que dans certains types de décharges Tokamak à moyenne densité, où sont observés des E.D., la majorité de ces électrons est créée au tout début de la décharge, pendant la phase d'amorçage et d'ionisation. On a implicitement exclu cette hypothèse dans la discussion précédente. Ceci peut être justifié par le fait que les productions d'E.D. des séries A et B correspondent à des productions de photoneutrons différentes, alors que les conditions d'amorçage n'ont pas été changées. Seules les conditions pendant la décharge ont en effet été modifiées. Il reste néanmoins possible que dans des décharges telles que celles de la série A, où la production d'E.D. pendant le plateau est très faible, des E.D. créés au debut de la décharge, jouent un rôle important.

La mesure de la production de photoneutrons ne permet pas de trancher sur l'importance des E.D. venant du début. Il manque pour cela une mesure en valeur absolue du nombre de photoneutrons en fin de décharge, du fait de la saturation du signal. En conséquence le pic final pourrait bien contenir la majeure partie des photoneutrons. Pour lever cette inconnue on fait appel à la mesure d'activation qui, elle, n'est pas saturée, et qui représente le nombre total de photoneutrons produits par les réactions pouvant avoir lieu dans l'échantillon, pendant toute la décharge.

D'après les pics d'absorption totale (tableau 10.2) ou l'activité totale (figure 10.31) la série B produit nettement plus d'activation que la série A. Le calcul donne-t-il le même résultat ? Le tableau 10.3 donne le résultat des calculs pour les séries A et B, utilisant les taux de production indiqués dans la figure 10.29 et les hypothèses de confinement pour la simulation de la figure 10.33.

Elément	Seuil	A		B	
		exp.	cal.	exp.	cal.
Y^{89m}	2 MeV	1 à 2	.25	343.	250.
Mo^{91m}	12.7 MeV	1	.06	104.	70.
Nb^{97m}	9.8 MeV	1 à 2	.03	6.	23.

Tableau 10.3 : Comparaison des activations mesurées et calculées à partir des taux de création de la figure 10.29 et sous les hypothèses de la figure 10.33.

La comparaison des tableaux 10.2 et 10.3 montre un accord assez satisfaisant pour les décharges de la série B. Pour les décharges de la série A, il est très possible que des E.D. créés pendant la phase d'amorçage contribuent de façon significative à l'activation totale. Ce résultat donne par ailleurs le moyen de sélectionner des décharges où le taux de production pendant la phase d'amorçage joue un rôle faible: l'activation totale doit être nettement supérieure à l'activation constatée dans les décharges de la série A.

d) Conclusions

1) Il est possible de produire une quantité importante d'électrons découplés pendant le plateau de courant, par une simple baisse de densité. Cela signifie qu'une production accidentelle d'E.D. suite à un défaut d'injection de gaz est possible. Les conséquences peuvent en être graves dans une décharge avec un plateau de courant de longue durée (30 s sur Tore Supra).

2) L'évolution temporelle des photoneutrons ne peut être expliquée que si les électrons subissent une diffusion turbulente au début de leur accélération, qui les ré-

partit, à partir de leur lieu de création au voisinage de l'axe magnétique, sur un rayon d'environ 10 cm. (dans les conditions de ce chapitre : 40 kG, 140 kA, 3 10^{13} cm^{-3}, 1 KeV).

3) Ces électrons ont ensuite un comportement pratiquement classique qui leur assure un temps de confinement entre 250 et 500 ms, leur permettant d'atteindre des énergies de 20 à 40 MeV, limitées par le rayonnement synchrotron.

4) Les E.D. créés pendant la phase d'amorçage de la décharge ne jouent pas un rôle important, si un creux de densité est réalisé pendant le plateau de courant.

X-D) Retraits de l'échantillon en cours de décharge

Dans le Chapitre X .C la simulation de l'évolution temporelle de la production de photoneutrons a permis de préciser le confinement des électrons découplés. Mais on ne disposait, dans ces expériences, que de l'activation totale (échantillon retiré après la fin de la décharge). Or on a vu au chapitre VII d que le système pneumatique de transport de l'échantillon permet de retirer ce dernier hors de la zone d'irradiation, très rapidement en cours de décharge. On dispose donc d'une résolution spectrale sur le confinement des E.D.. En effet, l'activité des différents éléments de l'échantillon donne une information sur l'évolution temporelle du spectre des E.D. qui ont frappé le diaphragme entre le début de la décharge et l'instant du retrait.

Le présent chapitre présente les mesures de l'activité de l'échantillon en fonction de l'instant de retrait, faites sous différentes conditions de décharge. Ces mesures font apparaître une forte dépendance du confinement des E.D. en fonction de l'intensité du champ magnétique toroïdal. Comme dans le chapitre X .C on confronte dans la discussion les activités calculées avec les modèles classique et turbulent à celles mesurées pour en tirer des précisions sur le confinement.

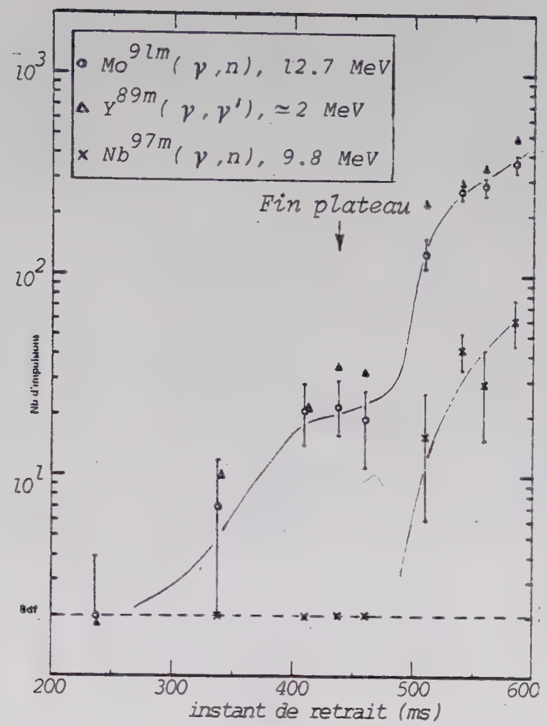
a - Résultats des mesures d'activation en fonction du temps

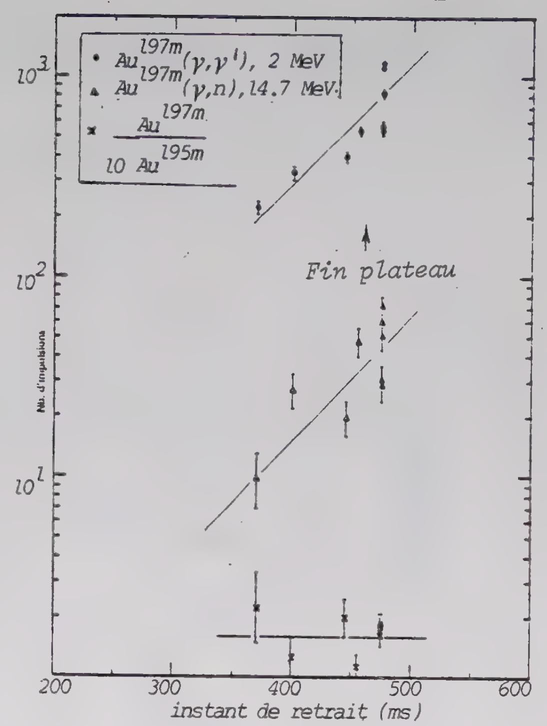
L'expérience du retrait de l'échantillon en cours de décharge a été répétée à maintes reprises sous diverses conditions plasma. Les différences portaient principalement sur le comportement temporel de la densité, et sur le champ magnétique toroïdal. Dans la gamme de densité étudiée les résultats étaient très semblables, et pour cette raison, les résultats sont groupés dans la présentation des mesures, selon la valeur du champ magnétique : 30 kG ou 40 kG.

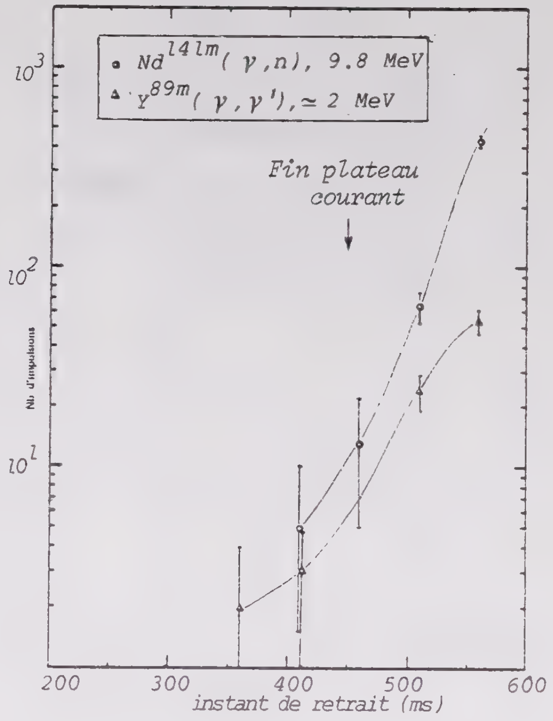
L'instant de retrait de l'échantillon est défini comme celui auquel l'échantillon en cours de retrait, s'est éloigné de 10 cm de la cible (cf. Figures 7.10,11). Pour parcourir ces 10 cm, l'échantillon met 30 ms pendant lesquelles il est exposé de façon décroissante au bremsstrahlung, ce qui introduit une erreur d'environ 1 MeV sur la mesure de l'énergie des électrons (cf. Chap. X .A - Conclusion). Toutes les expériences ont été faites avec la cible B en position radiale fixe à 21 cm (donc a un centimètre en arrière du rayon du diaphragme). Sur toutes les figures montrant l'activité des isotopes formés en fonction de l'instant de retrait, le dernier point de mesure correspond toujours à un retrait après la fin de la décharge.

a.1) Mesures à $B_T = 40$ kG

Les résultats sont montrés sur les figures 10.34 à 36 où est portée l'activité de l'échantillon en fonction de l'instant auquel on le retire de la zone d'irradiation. Les échantillons sont respectivement un mélange Y_2O_3 + Mo, de l'or, de l'oxyde de Néodyme (Nd_2O_3) et de l'oxyde d'Yttrium. Sur la figure 10.34 les points correspondent à l'activité de Y^{89m} (16 s, 2 MeV, (γ,γ')), Mo^{91m} (65 s, 12.7 MeV, (γ,n)) et Nb^{97m} (9.8 MeV, (γ,p)) irradiés simultanément. Considérons l'activité des deux premiers isotopes. On observe qu'entre 200 et 590 ms (qui est la fin de décharge) leur activité augmente simultanément de plus de deux ordres de grandeur. La mesure a été faite en variant l'instant du retrait de 600 à 140 ms puis inversement par pas d'environ 50 ms sans toutefois repasser par les mêmes points. Ainsi dans l'étude entre 410 et 500 ms les points à 410 et 460 ms et ceux à 440 et 490 ms ont été obtenus sur des décharges qui ne se succédaient pas. En conséquence le plateau à partir de 410 ms est réel. L'activité indique donc que le nombre d'élec-







Figures 10.34 à 36 ; (34 | 35 / 36)

Nombre d'impulsions mesuré pour différents isotopes à 40 kG, en fonction de l'instant de retrait de l'échantillon. Pour les paramètres types d'une décharge, voir respectivement les figures 10.39 (10.34) et 10.37 (10.35 et 10.36).

trons découplés de haute énergie (> 2 MeV) frappant la cible croît exponentiellement entre 300 et 400 ms, se stabilise entre 400 et 500 ms puis augmente à nouveau jusque vers 550 pour finalement se stabiliser en fin de décharge. Cette observation est confirmée par le flux de photoneutrons d'une décharge typique de cette série, montré sur la figure 10.39. On reviendra dans le paragraphe de discussion à cette figure ; voyons pour le moment les autres résultats à 40 kG.

Sur la figure 10.35 sont portés les activités des isotopes Au^{195} (30 s, 14.75 MeV, $(\gamma,2n)$) et Au^{197m} (7.25s, 2 MeV, (γ,γ')) obtenues sur une même série de décharges reproductibles. Rappelons que ces deux radioisotopes sont obtenus simultanément par deux réactions à seuil très différent sur le même isotope (Au^{197}). On élimine de ce fait les imprécisions sur la mesure de l'activité dues à l'inhomogénéité d'un mélange et aux proportions de ses constituants (cf. Chap. VII.). On a ainsi une mesure très précise du rapport des nombres de photons au-dessus de 2 MeV sur

ceux au-dessus de 14.75 MeV. Comme on peut s'en rendre compte sur la figure 10.35 ce rapport est constant à 20 % près sur l'intervalle de mesure. Les caractéristiques d'une décharge typique de cette série sont données sur la figure 10.37.

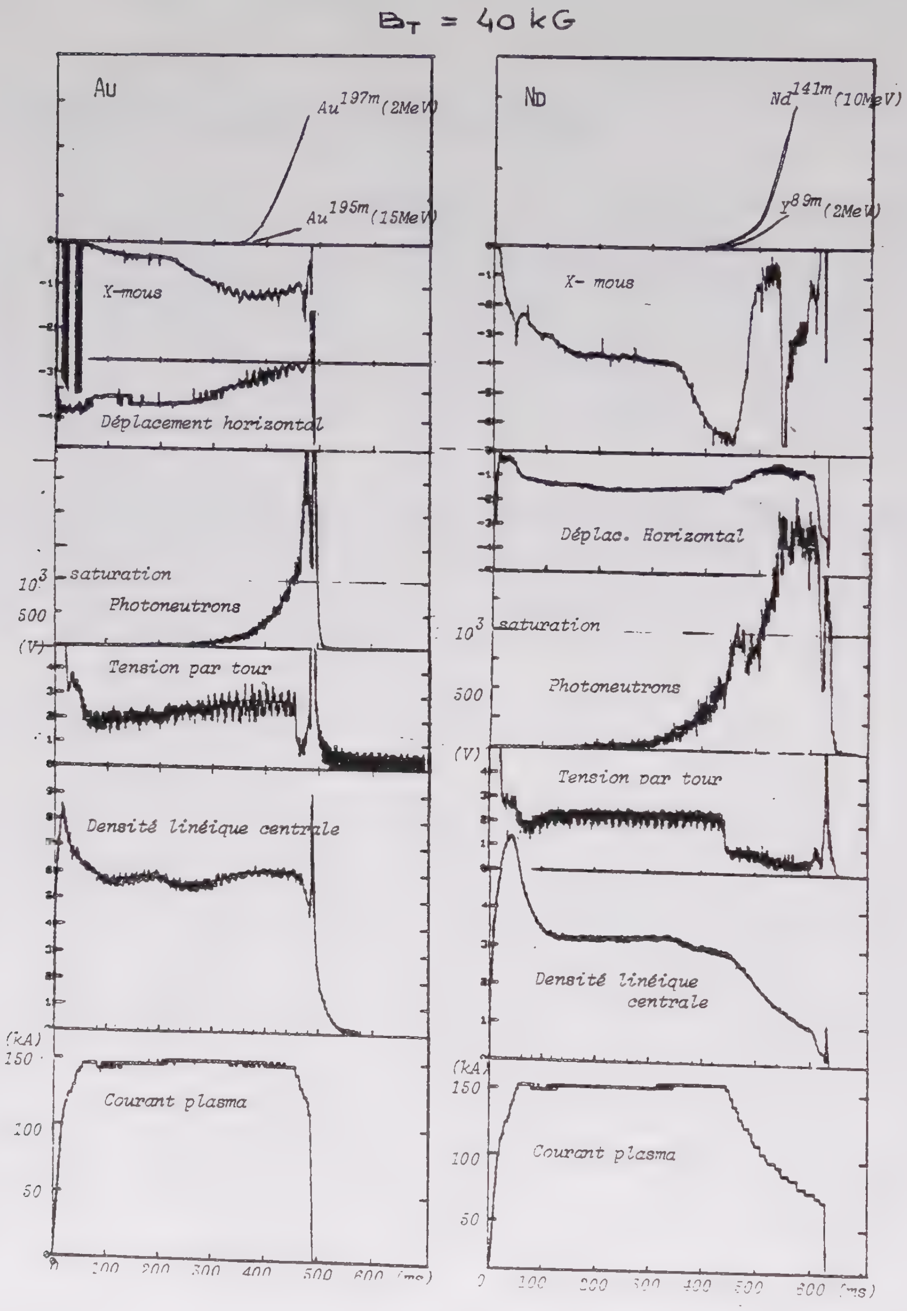


Figure 10.37 : *Paramètres caractéristiques des décharges faites à 40 kG et des échantillons de Au et Nd.*

Sur la figure 10.36 sont portées les activités des isotopes Nd^{141} (60 s, 9.8 MeV, (γ,n)) et Y^{89m} (16 s, 2 MeV, (γ,γ')) obtenus sur une même série de chocs reproductibles, mais non simultanément. On note à nouveau la similitude de croissance des deux signaux. Les caractéristiques d'une décharge typique de cette série sont données sur la figure 10.37.

L'examen des figures 10.37 et 39 montre que les trois séries de mesures à 40 kG ont été faites sur des décharges ayant des caractéristiques assez différentes, de I_p, n_e, V_T. Cela entraîne bien sûr (Chap. XI.D) une évolution temporelle différente du taux de création comme le montre la figure 10.68. La décharge avec Au a un taux de création nettement plus élevé que celle avec le Néodyme ou avec Yttrium + Molybdène.

En dépit de ces différences, les évolutions de l'activité des radioisotopes en fonction du temps ont une caractéristique commune : le rapport des activations pour différents seuils est à peu près constant au cours du temps. Ceci suggère que les électrons découplés frappant la cible ont tous une énergie $\geq$ 10 MeV , de sorte qu'ils provoquent en même temps les réactions à tous les seuils. Ceci suggère donc que tous les E.D. ont eu un temps de vie important dans ce plasma.

a.2) Mesures à B_T = 30 kG

A cause de la tendance disruptive des décharges à 30 kG, une seule série de décharges reproductibles est complètement documentée. Le résultat des mesures d'activation est montré sur la figure 10.38. La mesure a été faite avec un mélange de Y_2O_3 + Nd_2O_3 + Zr dans le même échantillon. Les points représentent l'activité de Y^{89m}(16 s, 2 MeV, (γ,γ')), Zr^{89m}(4.3 mn, 9.8 MeV, (γ,n)) et Nd^{141m}(64 s, 9.8 MeV, (γ,n)) ; ce dernier n'est visible que sur le retrait à 575 ms et sur celui après la fin de la décharge (590 ms). Il faut signaler que la réaction $Zr^{90}(\gamma,n)$ produit également du Zr^{89} qui se désintègre en Y^{89m} avec une période de 72 h.

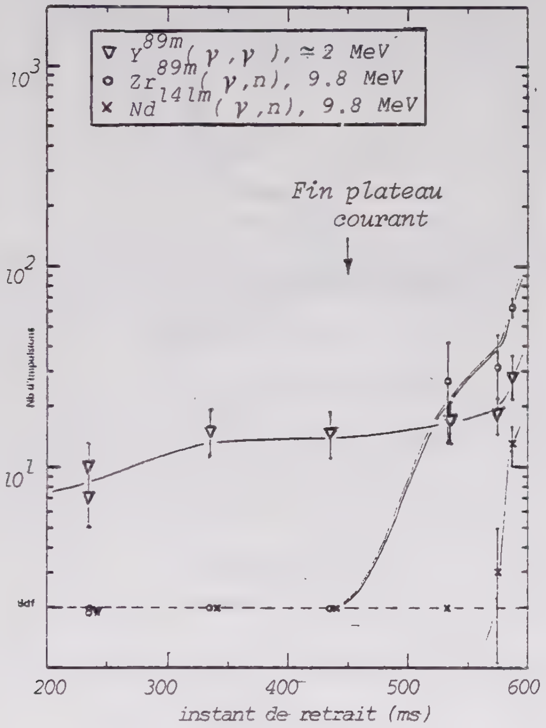


Figure 10.38 : Nombre d'impulsions mesuré pour les isotopes Y^{89m}, Zr^{89m} et Nd^{141m} à 30 kG, en fonction de l'instant de retrait de l'échantillon (paramètres d'une décharge type, voir figure 10.39).

Connaissant avec précision la quantité de Zr^{89m} produite, et le rapport de branchement isomérique (Zr^{89}, Zr^{89m}) on peut en fait affirmer que l'Y^{89m} qu'on mesure est bien celui provenant de la réaction (γ,γ') (donc de période 16 s). La mesure a été faite en variant l'instant de retrait de 600 à 230 ms.

On observe que l'activité de Y^{89m} est très légèrement croissante en fonction du temps de retrait et est déjà bien mesurable en 200 ms alors que celle de Zr^{89m} n'est pas mesurable. En se portant à la figure 10.39 on voit que le signal photoneutronique est corrélé avec le signal d'activation de Zr^{89m} mais pas du tout avec celui de Y^{89m}. Ceci n'est pas contradictoire car il est possible de produire de l'Y^{89m} avec des électrons de moins de 10 MeV, sans par conséquent produire de photoneutrons. Le Nd^{141m} a un seuil de production voisin de celui de Zr^{89m} et suit par conséquent la même évolution ; sa section efficace plus faible fait qu'on ne dépasse le seuil de détection que tard dans la décharge.

Il est essentiel de remarquer qu'à 30 kG, contrairement au cas à 40 kG , l'évolution de l'activité des radioisotopes en fonction du temps a la particularité que le rapport du nombre de photons de bremsstrahlung de plus de 2 MeV sur le nombre de ceux d'énergie supérieure à 10 MeV décroit en fonction du temps. Ceci suggère que les E.D. d'énergie supérieure à 2 MeV ont un temps de vie relativement faible, contrairement à la situation à 40 kG.

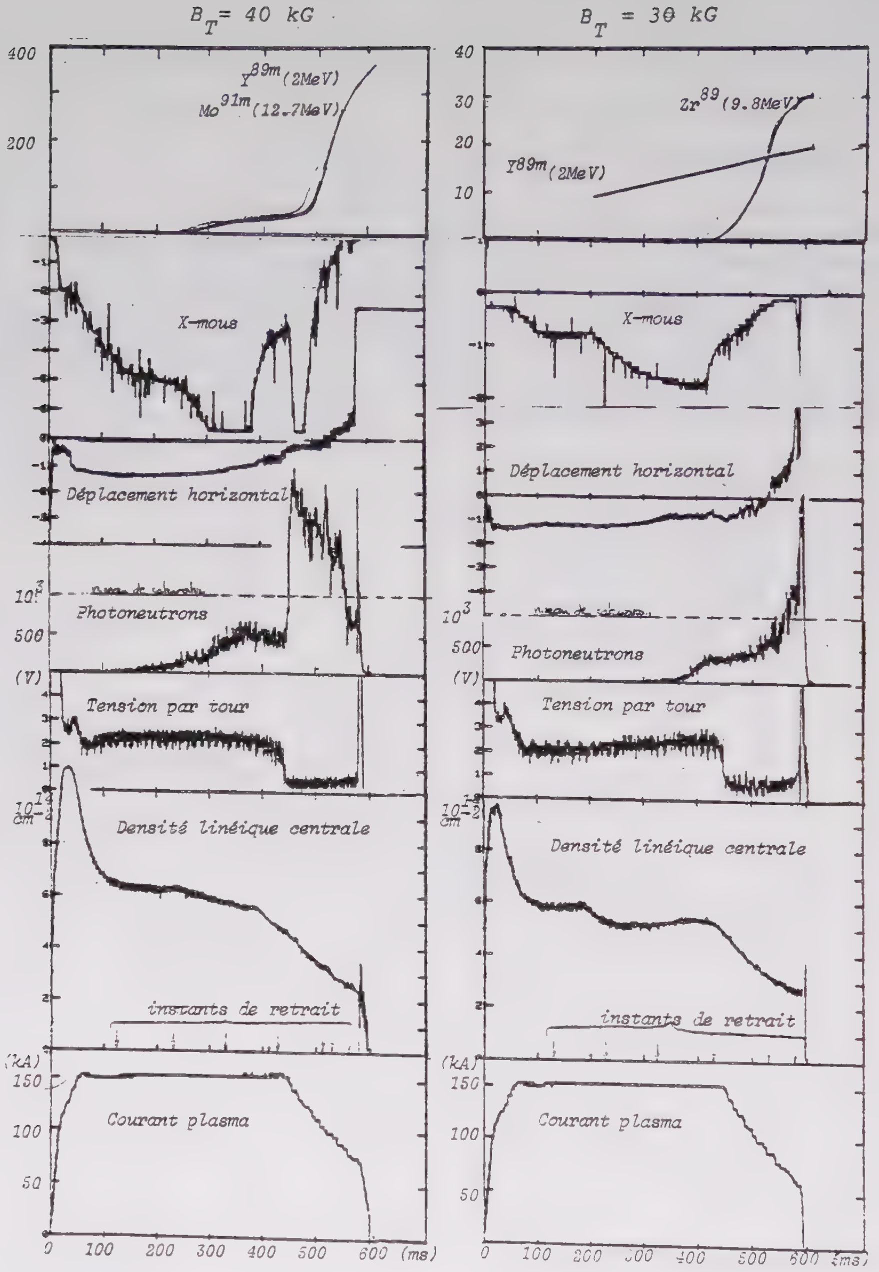


Figure 10.39 : Paramètres caractéristiques des décharges faites à 40 et 30 kG respectivement avec un échantillon de Y+Mo et de Y+Zr .

Sur les figures 10.40 et 41 on a porté le rapport α_A des activités du produit de réaction (γ,γ') sur celui de réaction (γ,n), pour deux valeurs de B_T. Sur la figure 10.40 on a rassemblé les résultats à 40 kG obtenus avec l'or et ceux obtenus avec (Y_2O_3 + Mo) et par conséquent α_A est soit Au^{197m}/Au^{195m}, soit Y^{89m}/Mo^{91m}. On voit que α_A est à peu près constant entre 300 et 600 ms et vaut en moyenne 1.5. A 30 kG (Figure 10.41) on ne dispose que du rapport Y^{89m}/Zr^{89m} en deux instants de retrait puisqu'en-dessous de 500 ms, la quantité de Zr^{89m} produite est inférieure à celle minimale détectable. L'horizontale représentant le rapport de Y^{89m} sur le bruit de fond, on peut considérer que la vraie valeur de α_A est au-dessus. On voit donc qu'à 30 kG le rapport α_A n'est pas constant comme à 40 kG;

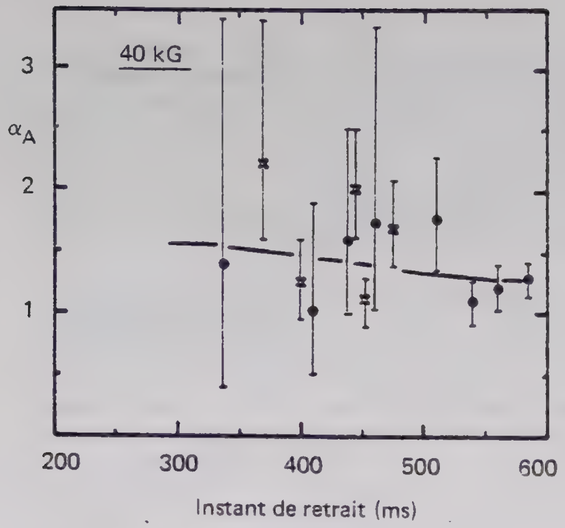


Figure 10.40 : Rapport $\alpha_A = Au^{197m}/Au^{195}$ (x)(de seuils respectifs $\simeq 2$ et 14.7 MeV) et Y^{89m}/Mo^{91m} (o)(de seuils respectifs $\simeq 2$ et 12.7 MeV), pour B_T = 40 kG en fonction de l'instant de retrait.

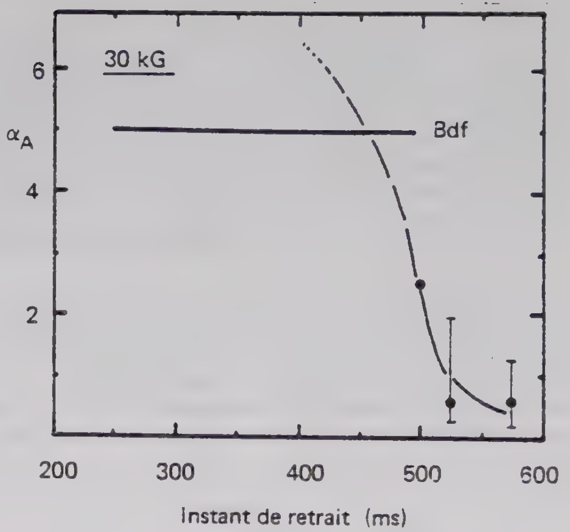


Figure 10.41 : Rapport $\alpha_A = Y^{89m}/Zr^{89m}$ (de seuils respectifs $\simeq 2$ et 9.8 MeV), pour B_T = 30 kG en fonction de l'instant de retrait.

b - Discussion

Dans la discussion qui suit on va faire ressortir les différences entre les résultats à B_T = 40 kG et ceux à 30 kG, et essayer de les interpréter en termes de dépendance du confinement des E.D. en fonction de ce champ magnétique toroïdal B_T et de l'énergie.

On se propose de calculer les activités induites dans l'échantillon en cours de décharge. Le point de départ du calcul est le taux de création des E.D. déduit de la manière habituelle (cf. Chapitre X-C) à partir des évolutions temporelles de n_e, V_T, T_e. Les taux de production moyens pour les décharges considérées sont donnés sur la figure 10.42. De nouveau, ces taux sont localisés au voisinage immédiat de l'axe magnétique.

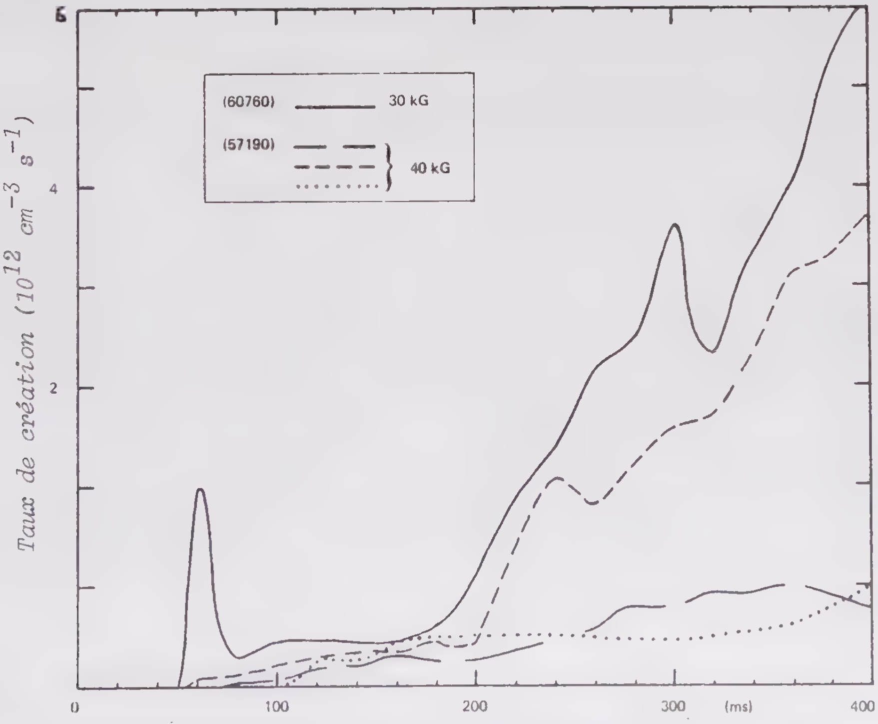


Figure 10.42 : Taux de création calculé à partir des n_e, T_e, V_T mesurés, pour les décharges des figures 10.37 et 39.

Comme dans la discussion du chapitre X-C, un comportement entièrement classique des E.D. est exclu par le fait que les activations observées prennent place après un intervalle de temps ($\sim$ 200 ms) notablement plus faible que le temps classique de déconfinement (500 ms) d'E.D. créés au centre de la décharge. On doit à nouveau supposer que dans la phase initiale (en dessous de 1 MeV par exemple) les E.D. diffusent radialement pour se trouver répartis à l'intérieur d'un certain rayon, avant de subir l'accélération jusqu'au niveau des seuils d'activation. Ce rayon, autour de 10 cm, joue un rôle peu critique dans la simulation.

Nous faisons ensuite différentes hypothèses sur le temps de vie τ_{ED} dû à la turbulence aux énergies de seuils d'activation. Pour les décharges à 40 kG, comme on l'a déjà noté, le fait que les activations pour les seuils bas (2 MeV) et élevés (20 MeV) ont la même évolution dans le temps, suggère que le temps de vie est élevé à toutes ces énergies. Effectivement une simulation correcte des signaux expérimentaux est obtenue en prenant un temps de vie τ_{ED} indépendant de l'énergie et très élevé, comme le montre la figure 10.43 . Un temps de vie τ_{ED} compris entre 200 et 500 ms peut être retenu. Pour les décharges à 30 kG, au contraire, un temps de vie beaucoup plus faible, au moins a basse énergie, est à priori necéssaire pour expliquer la faiblesse relative de l'activation à 2 MeV. La figure 10.44 montre l'activation calculée avec un temps de vie τ_{ED} ajusté pour simuler l'activation de l'Y^{89m} (de faible seuil). Ce temps τ_{ED} est alors très faible, de l'ordre de 20 ms. Cependant, avec un tel temps, on ne peut naturellement pas reproduire les activations à seuil élevé observées en fin de décharge, comme le montre aussi la figure 10.44 .

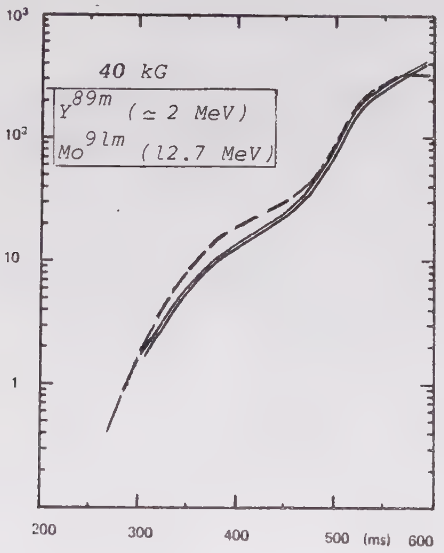


Figure 10.43 : Simulation de l'activation de Y^{89m} et de Mo^{91m} à 40 kG en supposant une distribution initiale des E.D. à l'intérieur d'un rayon de 10 cm et un temps de diffusion turbulente τ_{ED} = 500 ms; calcul — — — exper. ═══

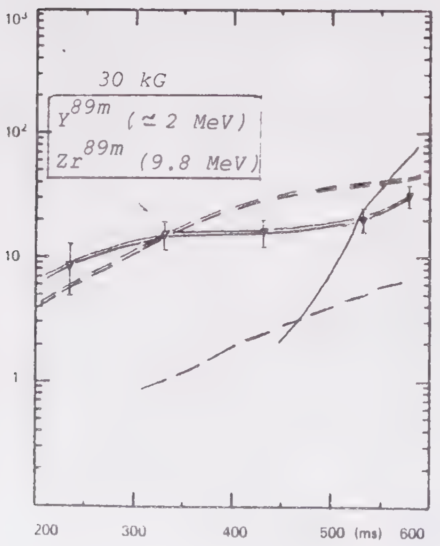


Figure 10.44 : Simulation de l'activation de Y^{89m} et Zr^{89m} à 30 kG en supposant une distribution initiale des E.D. dans un rayon 10 cm, et un temps de diffusion turbulente τ_{ED} = 20 ms, indépendant de l'énergie.

Calcul : Y^{89m} ═ ═ ═ ; Zr^{89m} — — —
Experience : Y^{89m} ═══ ; Zr^{89m} ———

On se trouve devant la nécessité déjà suggérée par les résultats du chapitre X-C, de choisir in temps de vie τ_{ED} croissant en fonction de l'énergie. En effet, en choisissant τ_{ED} à peu près proportionnel à l'énergie (figure 10.46) on parvient à simuler à peu près correctement l'ensemble de l'évolution temporelle de l'activation, comme le montre la figure 10.45.

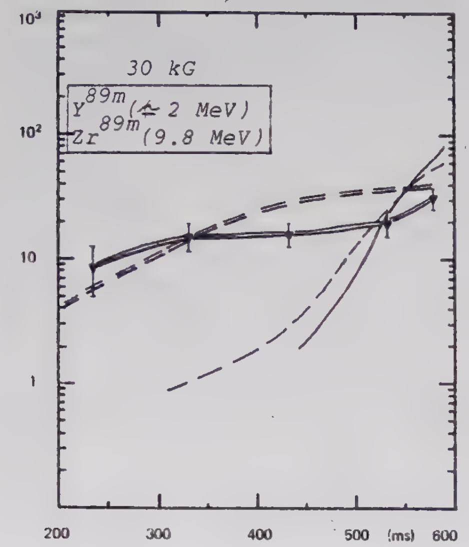


Figure 10.45 : Simulation de l'activation de Y^{89m} et Zr^{89m} à 30 kG dans les mêmes conditions que pour la figure 10.44 mais en prenant τ_{ED} croissant avec l'énergie.

Calcul : Y^{89m} ; Zr^{89m}
Expérience: Y^{89m} ; Zr^{89m}

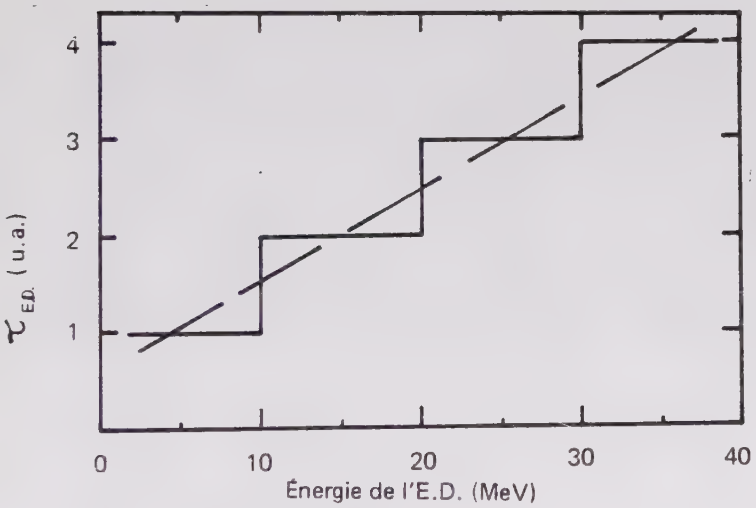


Figure 10.46 : Temps de vie des E.D. en fonction de leur énergie. Hypothèse pour le calcul de la figure 10.45 .

c - Etude des photoneutrons à 30 kG

Avec la méthode déjà détaillée et utilisée au chapitre X-C pour simuler la production de photoneutrons dans des décharges à 40 kG, on peut calculer les flux de photoneutrons des décharges à 30 kG. La figure 10.47 confirme ce qu'on a vu pour l'activation de Zr^{89m} : la réserve d'E.D. de haute énergie (> 10 MeV) au moment de la descente de courant ($t > 400$ ms), est trop faible, pour expliquer la production de photoneutrons, lorsqu'on prend un temps de vie turbulent τ_{ED} indépendant de l'énergie. Par contre en utilisant la dépendance énergétique de la figure 10.46 , on obtient un flux calculé proche de celui mesuré (voir figure 10.48 b) . Remarquons d'autrepart que le flux de photoneutrons a la même allure que l'évolution de l'activité de Zr^{89m} , ce qui est consistant puisque les seuils de réaction sont voisins.

d - Spectre des électrons découplés

La procédure de simulation des évolutions temporelles d'activation ou de photoneutrons contient bien entendu comme intermédiaire le spectre en énergie des E.D. . On vient de montrer grâce aux mesures d'activation au cours d'une décharge

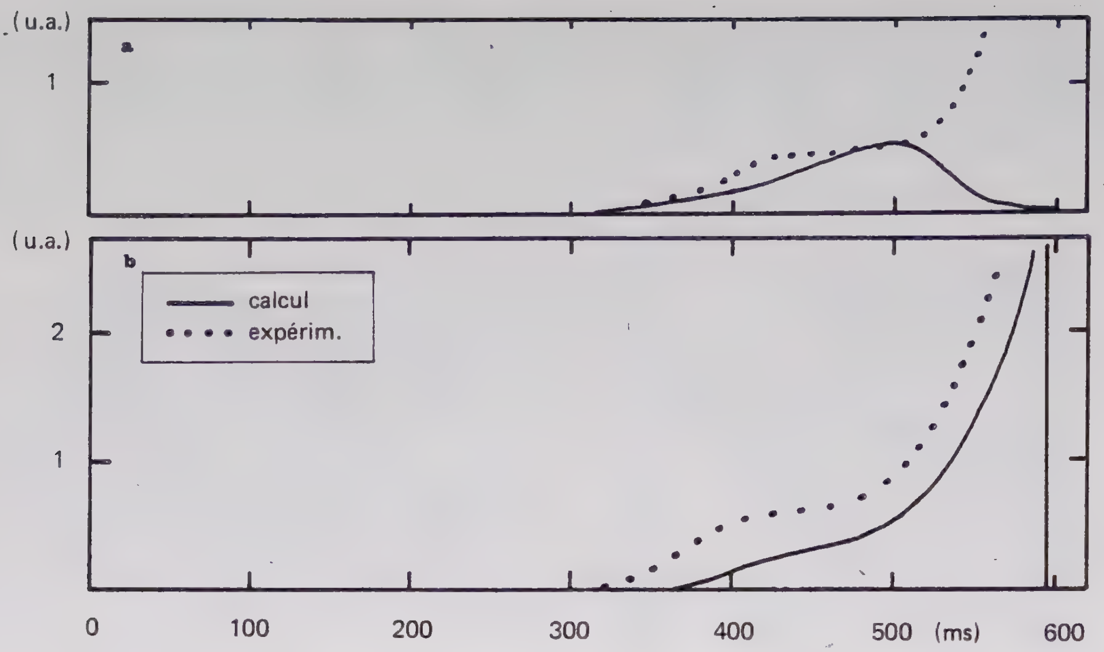


Figure 10.47 : Production de photoneutrons calculée à 30 kG et un temps de vie τ_{ED} indépendant de l'énergie (a), et proportionnel à l'énergie (b).

On vient de montrer grâce aux mesures d'activation au cours d'une décharge que les E.D. n'ont pas les mêmes caractéristiques énergétiques à 30 kG qu'à 40 kG. En effet, le spectre des E.D. est beaucoup plus fourni en hautes énergies à 40 kG (temps de vie plus long). Ceci est montré très clairement sur les figures 10.48 et 10.49, qui représentent les spectres d'électrons découplés à 40 kG (Fig. 10.48) et 30 kG (figure 10.49) calculés respectivement avec τ_{ED} = 500 ms et 20 ms et augmentant avec l'energie. Ce sont les spectres des électrons découplés qui ont quitté la décharge entre le début et l'instant considéré. Quelle que soit la valeur du champ magnétique toroïdal, on remarque qu'en dessous de 20 ms il n'y a pas encore d'électrons qui aient atteint le seuil de production de Mo^{91m} ou de Zr^{89m}. Par ailleurs, à partir de 440 ms, qui est la fin du plateau de courant, il n'y a plus de création ($T_e \approx 0$ et U_T faible) et la décharge se raréfie en E.D. de basse énergie ; en conséquence le spectre ne gonfle plus qu'à haute énergie. A 40 kG l'activation vient en majorité des E.D. de haute énergie qui dominent du fait qu'un électron à 30 MeV produit considérablement plus de radionuclides qu'à 10 MeV (cf. Figure 7.2). Cet domination disparaît à 30 kG par le fait que le nombre d'E.D. en fonction de l'énergie décroît plus vite que ne croît la production de radionuclide sur la figure 8.2.

L'activation calculée avec les spectres à 560 ms est montrée sur le tableau 10.4 exprimée en nombre d'impulsions délivrées par le détecteur Ge(Li) (voir figure 7.2 bis). La comparaison avec les valeurs expérimentales donne un accord encourageant sans être satisfaisant. L'activation calculée avec les spectres des figs.

	40 kG		30 kG	
Isotope	Mesure	Calcul	Mesure	Calcul
Y^{89m}	400	5500	40	34
Zr^{89m}	-	-	60	60
Mo^{91m}	400	1400	-	-

Tableau 10.4 : Nombre d'impulsions au détecteur ,calculé et mesuré à 560 ms, pour les principaux radioisotopes utilisés à 30 et 40 kG.

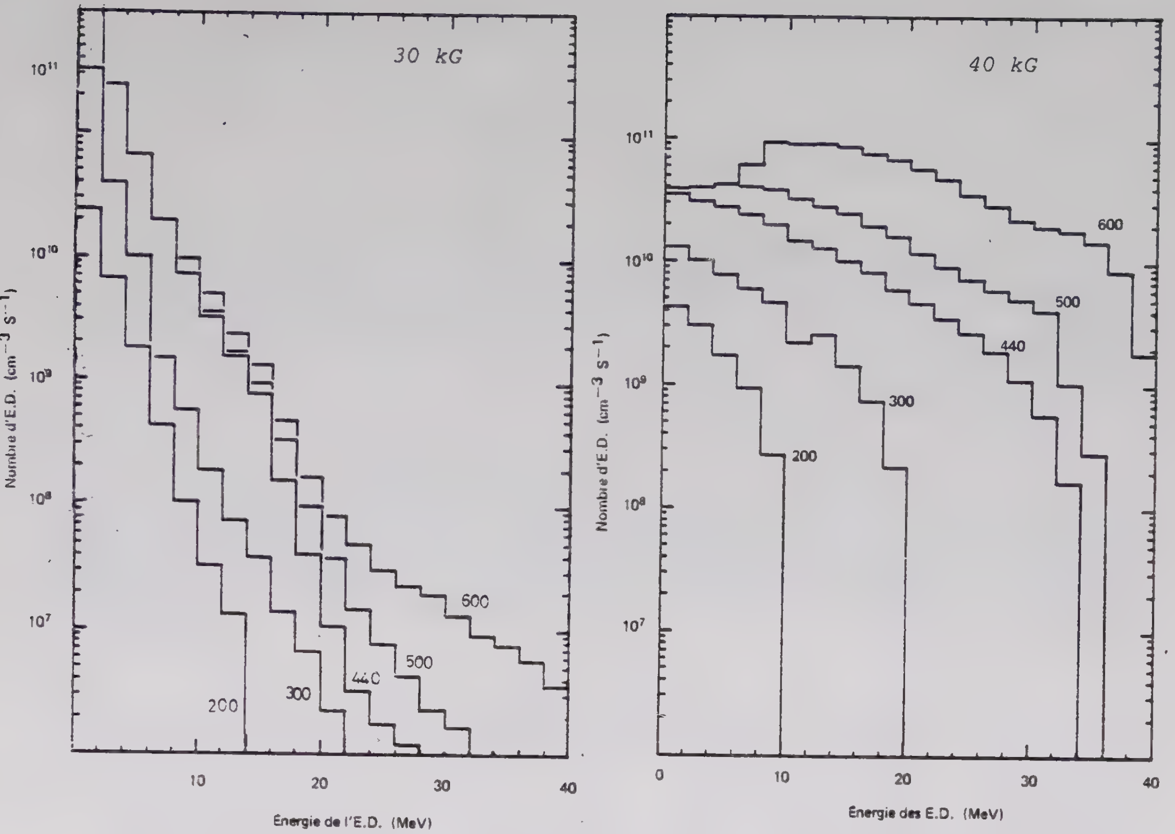


Figure 10.48 et 49 : *Spectres énergétiques des E.D. ayant frappé le diaphragme entre le début de la décharge et différents instants, calculé à 40 kG avec τ_{ED} = 200 ms et à 30 kG avec τ_{ED} = 20ms et un temps de vie des E.D proportionnel à l'énergie dans les deux cas.*

10.48 et 49 est obtenue par cm^3 de plasma et par s de production d'E.D.. La production ayant lieu à peu près pendant 450 ms dans un volume de 2 $10^5 cm^3$ (colonne centrale de 10 cm de rayon), elle a été multiplié par 3.6 10^5 pour obtenir les nombres d'impulsions du tableau 10.4 qui sont ainsi comparables en valeur absolue aux valeurs expérimentales.

e - Conclusions

Les expériences de retrait de l'échantillon au cours du temps, indiquent une forte dépendance du temps de vie des électrons découplés :

- par rapport au champ magnétique; le temps τ_{ED} des E.D. aux alentours de 2 MeV passe d'une valeur supérieure à 200 ms à 40 kG, à 20 ms à 30 kG.

- par rapport à l'energie des E.D.. Les signaux à 30 kG indiquent une nette croissance de τ_{ED} vis à vis de cette énergie. Une loi de proportionalité est plausible.

A ces deux points, on doit ajouter le fait que les E.D. subissent une diffusion pendant leur phase d'accélération en dessous du MeV, qui les répartit à partir de leur lieu de création au centre, à l'intérieur d'un rayon d'environ 10 cm.

X - E) Lien avec la turbulence

A 30 kG on se trouve donc dans la situation où le temps de vie des électrons découplés est nettement inférieur au temps de vie classique τ_c qui est de l'ordre de 500 ms (voir chapitre X-C). Il semble raisonable (voir chapitre III B d'en attribuer la cause à une diffusion à travers les surfaces magnétiques, due à une turbulence présente dans le plasma. On se propose à partir des développements théoriques du chapitre III.f et des données expérimentales de déduire une information sur la turbulence.

On a vu au chapitre X .B que la pénétration observée des électrons dans l'ombre du diaphragme ne pouvait être due qu'à une turbulence présente au bord du plasma, dont il est très plausible qu'elle coincide avec les perturbations magnétiques de relativement grande échelle responsable des ilôts magnétiques au bord, et détectées par les sondes magnétiques. Cette turbulence ne peut toutefois pas concerner tout le plasma, sous peine d'une disruption générale instantannée de la décharge.

Dans la mesure où le temps de vie des E.D. déterminé dans les paragraphes précédents est différent du temps de vie classique dans les différentes phases du courant, l'action d'une turbulence est à nouveau impliquée. Cependant elle doit maintenant prendre place dans l'ensemble du plasma. Il est alors plausible qu'elle coïncide avec la turbulence de faible échelle (transverse au champ magnétique) normalement responsable de la diffusion des électrons thermiques. Comme on l'a vu au chapitre III f une telle turbulence est électrique et/ou magnétique, et le temps de vie des E.D. est lié à celui des thermiques par la relation (3.26). Quelle information peut-on tirer de la relation (3.26) ?

On a vu au chapitre III, qu'une telle turbulence est spécifiée par un potentiel scalaire $\delta\phi$ et un potentiel vecteur δA parallèle au champ statique, produisant des perturbations électriques et magnétiques pratiquement transverses ($\delta U = -\Delta\delta\phi$, $\delta B = -1/c \;\; \partial\delta A/\partial t \times B/|B|$). On a également vu que les E.D., du fait de leur grande vitesse parallèle, sont beaucoup plus sensibles que les électrons thermiques, à la composante magnétique de la turbulence. Peut-on tirer une information concernant le niveau de turbulence magnétique dans le plasma à partir des temps de vie estimés de ces E.D., sur lequel très peu d'éléments théoriques ou expérimentaux sont disponibles?

Pour faciliter la lecture, on rappelle d'abord certains résultats donnés dans le chapitre III. Le rapport du temps de vie τ_{ED} des E.D. (de vitesse c) au temps de vie τ_{ET} des électrons thermiques (de vitesse v_{th}) est donné approximativement, dans le cadre de la théorie quasilinéaire, par la relation:

$$\left(\frac{\tau_{ED}}{\tau_{ET}}\right)^{-1} \simeq \frac{|\delta\phi|^2 + |c\;\delta A|^2}{|\delta\phi|^2 \frac{c}{v_{th}} + |c\;\delta A|^2 \frac{v_{th}}{c}} \; |J_o(K_\perp \delta)|^2 \qquad (10.5)$$

où δ est le décentrement habituel de la trajectoire des E.D., et K est le nombre d'onde transverse de la turbulence. Il résulte des mesures de fluctuation de densité électronique par la technique d'un faisceau de microondes, que les valeurs de $K_\perp$ sont dans la gamme 5 à 10 cm^{-1}. L'effet de la fonction de Bessel $J_0(K_\perp . \delta)$ dans la relation 10.5 devrait alors être insensible ($J_0 \simeq 1$) pour des énergies en dessous du MeV. Au delà, cet effet impose au temps de vie τ_{ED}, une croissance à peu près linéaire avec l'énergie (que l'on a d'ailleurs utilisé dans le chapitre X-D et E). Une autre donnée interessante est le rapport des temps de vie $(\tau_{ET})_{mag}$ et $(\tau_{ET})_{el}$ des électrons thermiques sous l'influence respective des turbulences magnétique et électrique:

$$\left(\frac{\tau_{magET}}{\tau_{elET}}\right)^{-1} \simeq \frac{c^2}{v_{th}^2} \frac{|\delta\phi|^2}{|c\delta A|^2} \qquad (10.6)$$

L'estimation 10.5 permet en principe, connaissant les temps de vie τ_{ED} et τ_{ET} des électrons découplés et thermiques, d'estimer le rapport $c\delta A/\delta\phi$. En fait

$$\frac{|c\delta A|^2}{|\delta\phi|^2} = \frac{c^2}{v_{th}^2} \frac{\alpha - v_{th}/c}{c/v_{th} - \alpha} \qquad (10.7)$$

où

$$\alpha = \left[\frac{\tau_{ED}}{\tau_{ET}} J_o(K_\perp \delta)\right]^{-1}$$

Les temps de vie τ_{ET} dans les décharges utilisées, obtenus à partir des bilans d'énergie des électrons thermiques, sont dans la gamme 5 à 10 ms.

Dans les décharges à 40 kG, les expériences montrent que les E.D. sont bien confinés, même aux énergies relativement faibles ≃2 MeV, avec un temps de vie τ_{ED} que l'on a estimé supérieur à 200 ms. En utilisant la relation 10.7 avec une valeur $J_0 \simeq .5$, on trouve $\alpha \simeq .1$ et $|\delta A/\delta\phi|^2 \simeq 1$. Il résulte alors de 10.6 que l'influence de la turbulence magnétique sur les électrons thermiques est complètement négligeable :

$$\frac{\tau_{magET}}{\tau_{elET}} \cong 100$$

Dans les décharges à 30 kG au contraire, les E.D. à une énergie de l'ordre de 2 MeV , sont beaucoup moins bien confinés, avec un temps de vie estimé à environ 20 ms. On obtient alors :

$$\alpha \simeq 1$$

$$\left|\frac{c\delta A}{\delta\phi}\right|^2 \cong 10$$

$$\frac{\tau_{magET}}{\tau_{elET}} \cong 10$$

La turbulence magnétique apparait avec une intensité 10 fois plus forte, bien qu'elle soit encore loin de pouvoir affecter le comportement des électrons thermiques. Plutôt que le rapport $|\delta A/\delta\phi|^2$, il est interessant de considérer le rapport des densités d'énergie magnétique d_{mag} et electrique d_{el} associées à la turbulence. La quantité d_{mag} est simplement donnée par

$$d_{mag} \cong \delta B^2 / 8\pi \cong K^2 (c\delta A)^2 / 8\pi$$

et correspond à l'énergie cinétique des ions de masse m liée à leur mouvement de dérive électrique sous l'influence du champ électrique turbulent . On a ainsi

$$d_{el} \cong (K^2 \delta\phi^2 / 8\pi) \frac{c^2}{c_A^2}$$

où c_A est la vitesse d'Alfven ($B^2/ 4\pi\ nm)^{1/2}$. A 40 kG on trouve $d_{mag}/d_{el} \simeq 10^{-2}$ et à 30 kG $d_{mag}/d_{el} \simeq 10^{-1}$. Il est remarquable qu'une relativement faible variation du champ magnétique B_T provoque une variation aussi forte du niveau de turbulence magnétique. Il faut noter que les décharges considérées correspondent à une très faible valeur du rapport β de la pression thermique du plasma à la pression magnétique $B^2/8\pi$ qui se retrouve dans l'intervalle 2 10^{-3} à 5 10^{-3} . Nous pouvons spéculer, comme le suggèrent certains éléments théoriques, que le rapport $|\delta A/\delta\phi|^2$ dépend de β . Les résultats obtenus suggèrent alors que le rapport d_{mag}/d_{el} est une fonction extrêmement croissante de β autour de 2 à 5 10^{-3}. Il est possible que ce phénomène corresponde à un seuil de déclenchement d'instabilités magnétique pour β dans cette gamme. Il est interessant de noter que ces valeurs sont compatibles avec les valeurs théoriquement attendues pour un tel déclenchement.

Un que nous devons encore considérer, est la diffusion turbulente des E.D. qu'il a fallut introduire pendant la première phase de l'accélération, en dessous du MeV, et qui distribue ces électrons à partir du centre, à l'intérieur d'un rayon d'environ 10 cm. Une telle phase doit avoir une durée de l'ordre de 20 ms. Cette diffusion est évidemment explicable dans les décharges à 30 kG, où le temps de vie des E.D. dans l'ensemble de la configuration est de l'ordre de 20 ms à 2 MeV. Pour les décharges à 40 kG , ce temps de vie pourrait être de 200 ms (à 2 MeV), que nous pouvons réduire à 100 ms à 1 MeV . La diffusion à l'intérieur d'un rayon de 10 cm, c'est à dire environ la moitié du rayon du plasma (20 cm) necessite alors un temps de l'ordre de 100 ms/ 4 $\simeq$ 25 ms. La diffusion des E.D. pendant la première phase d'accélération est donc compatible avec les temps de vie estimés à haute énergie.

CHAPITRE XI : Conclusion

L'objectif de cette thèse était d'apporter des précisions sur le confinement dans les tokamaks, à la lumière des observations faites sur cette population particulière d'électrons que constituent les électrons découplés, parfois présente dans ces machines. Parmi les différentes méthodes expérimentales qui ont été envisagées,voire mises en oeuvre pour cette étude, deux ont été particulièrement riches d'enseignement :

- La mesure du flux de photoneutrons au cours du temps. Cette mesure, aujourd'hui classique, est simple à mettre en oeuvre et renseigne avec une excellente résolution temporelle sur le déconfinement des électrons découplés d'énergie supérieure à 10 MeV.

- La mesure de l'activation par les photons de bremsstrahlung créés dans une cible au conctact du plasma, induite dans des échantillons placés à proximité immédiate de cette cible. Cette méthode n'avait encore jamais été utilisée sur un tokamak. Son originalité provient de la double possibilité qu'elle offre, d'une résolution dans le temps par des retraits en cours de choc de l'échantillon, et d'une résolution en énergie en variant la composition de ces échantillons (donc les seuils d'activation). La possibilité de mesurer l'activation en ligne entre deux décharges, grâce à un système pneumatique , est un atout supplémentaire de la méthode, puisqu'elle permet de s'affranchir des rayonnements parasites pendant le choc.

Ces deux méthodes expérimentales ont été utilisées, plutôt que des méthodes classiques d'analyse du rayonnement X-dur (bremsstrahlung), très difficiles à mettre en oeuvre, et qui n'offrent pas les mêmes avantages de résolution temporelle et énergétique que la méthode d'activation.Sur un plan pratique, la possibilité de différer la mesure après le choc,et de la faire sur des échelles de temps de quelques minutes (correspondant aux périodes des éléments activés), présente l'avantage de ne pas necessiter d'électronique rapide.

Il est important de souligner que cette méthode originale de mesure a permis de mettre en lumière des propriétés des électrons découplés qui n'avaient encore jamais été observées directement : l'existence d'une population d'E.D. dans l'ombre du diaphragme; la dépendance claire de confinement des E.D. vis à vis du champ magnétique toroïdal.

L'étude a permis de dégager les éléments suivants :

1) Les électrons pénètrent dans l'ombre du diphragme, beaucoup plus loin que ne le laisse prévoir un comportement purement classique. Cette pénétration est très probablement due à l'action de modes magnétiques de grande échelle (type "ilôts magnétiques") au bord du plasma.

2) Dans la masse du plasma, le temps de vie des électrons découplés n'est certainement pas classique au début de leur accélération jusqu'à une énergie de l'ordre du MeV. Pour des énergies supérieures, ce temps de vie est une fonction croissante de l'énergie. Il est aussi une fonction très sensible de la valeur du champ magnétique.

Ces faits suggèrent que le confinement des E.D. est régi par la composante magnétique des ondes de dérive de petite échelle détectées dans les tokamaks, et d'ailleurs partiellement expliquées par la théorie. Il apparait alors que l'intensité de cette composante magnétique est une fonction très sensible de la valeur du champ magnétique toroïdal, dans les décharges considérées. Ceci peut signifier que la turbulence magnétique, est une fonction très sensible du rapport β (pression cinétique / pression magnétique) dans l'intervalle 2 10^{-3} à 5 10^{-3}. Il est a noter cependant que dans les cas considérés, la turbulence magnétique calculée pour justifier le confinement des E.D. , n'a pratiquement pas d'action sur les électrons thermiques. La dépendance du temps de vie des E.D. à leur énergie, s'explique par le fait que ces électrons sont de moins en moins résonants, au fur et à mesure que leur énergie augmente et que leur trajectoire se decentre par rapport aux surfaces magnétiques.

ANNEXE X-1 - Rayonnements parasites

On se propose de démontrer que l'activation observée est bien due à l'impact des électrons découplés à des rayons aussi grands (jusqu'à 3 cm) dans l'ombre du diaphragme. Deux autres sources sont à envisager : le rayonnement Bremsstrahlung du diaphragme, et celui du plasma.

a - Bremsstrahlung rétrodiffusé du diaphragme

Le rayonnement provenant du diaphragme peut être estimé en se rapportant à la figure III-14 de la référence [52] qui montre la répartition angulaire et énergétique de la source gamma émise par unité d'angle solide pour un électron de 10 MeV dans une cible épaisse de Nickel. La cible B étant située en amont du diaphragme (figure 10.6) ce sont les photons émis à $\psi = 160°$ qui sont susceptibles d'activer l'échantillon. Ces photons sont 10^{-3} fois moins nombreux que ceux émis par la cible B en direction de l'échantillon ($\psi = 15°$). Par ailleurs les angles solides formés par l'échantillon vu depuis le diaphragme (Ω_D) et la cible B (Ω_B) sont dans le rapport $\Omega_D/\Omega_B = 5\ 10^{-3}$. En conséquence l'activité de l'échantillon due au rayonnement du diaphragme est $5\ 10^{-6}$ fois plus faible que celle due au rayonnement de la cible B lorsqu'elle est à la même position radiale que le diaphragme. Ce calcul était fait pour un diaphragme en Nickel ; dans nos expériences il est en carbone et comme l'intensité du bremsstrahlung varie en Z^2 elle est $5\ 10^{-2}$ fois plus faible. En conclusion le rayonnement du diaphragme n'est pas responsable du résidu d'activation à $r > 21$ cm ($10^{-3} \gg 10^{-7}$).

b - Bremsstrahlung du plasma

On se propose d'estimer le rayonnement de bremsstrahlung que font les électrons découplés à l'intérieur du plasma (chap. IV. Aa - 1). Le nombre de photons d'énergie comprise entre E_γ et $E_\gamma + dE_\gamma$ émis par électron d'énergie E_e dans la direction ψ, par seconde, par sterradian et par cm^3 de plasma [13] .

$$N(E_\gamma, E_e, \psi) dE_\gamma = \frac{d\sigma}{dE_\gamma dE_e d_\psi} c\ (Zeff + 1)\ n_e\ dE_\gamma \qquad (10.14)$$

où $c = 3\ 10^{10}$ cm/s, Zeff et n_e sont respectivement le numéro atomique moyen et la densité électronique du plasma, et $d\sigma/dE_\gamma dE_e d_\psi$ la section efficace différentielle de Bremsstrahlung dont une tabulation est donnée par [30] . Si on ne considère que les photons les plus énergétiques (ceux émis à $\psi = 0°$), la figure 10.50 montre le

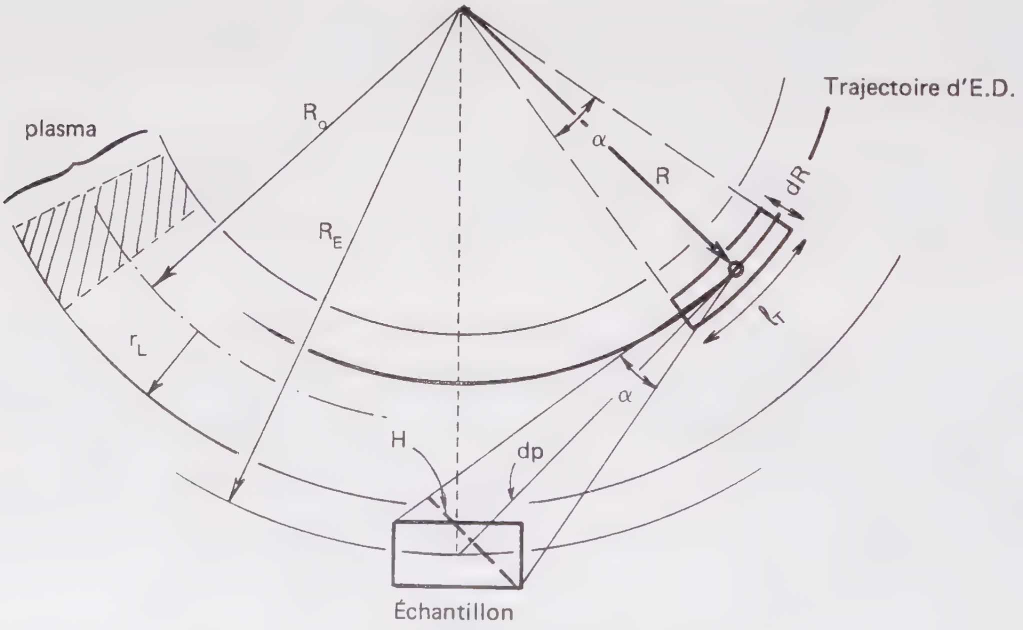


Figure 10.50 : Géométrie d'irradiation depuis le plasma.

volume élémentaire dV de plasma qui émet des photons en direction de l'échantillon. Le nombre de photons d'énergie E_γ émis en direction de l'échantillon depuis le volume total V par un E.D. s'écrit :

$$N_{\gamma_p} dE_\gamma = N(E_\gamma, E_e, \psi = 0) dE_\gamma \int_{R_o-a}^{R_o+a} \tau_V \Omega_E \ell_T dR \qquad (10.15)$$

où τ_V est le temps pensé par l'E.D. dans le volume dV et l'intégrale représente le produit du volume V par l'angle solide sous lequel est vu l'échantillon. On montre que cette intégrale s'écrit :

$$\int_{R_o-r_L}^{R_o+r_L} \tau_V \Omega_E \ell_T dR = \frac{\tau H^2 \emptyset}{16\pi^2} \left((R_E^{\,2} - (R_o+r_L)^2)^{-1} - (R_E^{\,2} - (R_o-r_L)^2)^{-1} \right) \qquad (10.15 \text{ bis})$$

où τ_V a été exprimé en fonction du temps de confinement τ_c de l'électron découplé par :

$$\tau_V = \frac{\ell_T}{2\pi R} \tau_c \qquad (10.16)$$

et Ω_E et ℓ_T ont été pris égaux à :

$$\ell_T = \frac{RH}{d_p} \quad , \quad \Omega_E = \frac{\emptyset}{4\pi d_p^{\,2}} \quad , \quad d_p = R_E^{\,2} - R^2$$

Numériquement on a : R_o = 100 cm, r_L = 20 cm, H = 1 cm, $\emptyset$ = 1 cm^2 , τ_c = .25 s, R_E = 123 cm et par ailleurs si Zeff = 3, $n_c = 2\ 10^{13} cm^{-3}$, on obtient :

$$N_\gamma dE_\gamma = \frac{d\sigma}{dE_\gamma dE_c d\psi} \ 3.4\ 10^{18} \qquad (10.17)$$

Si on considère un électron de 10 MeV, et E_γ = 8 MeV, $\psi = 0°$ la tabulation [13] donne $d\sigma/dE_\gamma dE_c d\psi = 5.8\ 10^{-24}$ d'où finalement $N_{dp} dE_\gamma = 2\ 10^{-5}$.

La figure 9.2 montre par ailleurs que dans les mêmes conditions le nombre de photons de 8 MeV émis par un électron de 10 MeV par stéradian est de $2\ 10^{-1}$. Le nombre émis en direction de l'échantillon vaut donc :

$$N_{\gamma c} dE_\gamma = 2\ 10^{-1} \frac{\emptyset_c}{4\pi\ d_c^{\,2}} = \frac{2\ 10^{-1}\ \pi}{4\pi \quad 49} = 10^{-3} \qquad (10.18)$$

En fin de compte le rapport du nombre de photon venant du plasma sur ceux venant de la cible est :

$$\frac{N_{\gamma p} dE_\gamma}{N_{\gamma c} dE_\gamma} = \frac{2\ 10^{-5}}{10^{-3}} = 2\ 10^{-2} \qquad (10.19)$$

En conséquence on voit qu'il est possible que le fond continu à décroissance très lente du bipente que l'on obtient en mesurant l'activation en fonction de la position radiale de la cible soit du au bremsstrahlung des E.D. dans le plasma.

ANNEXE X-2 - Remarques sur le calcul de l'activité induite par une distribution radiale d'électrons incidents sur la cible B

Il faut remarquer d'une manière générale que des gradients d'activation du type de ceux mesurés (cf. Fig. 10.7 ou 10.9) ne peuvent être obtenus qu'avec des distributions radiales d'électrons ayant un gradient supérieur ou égal (en

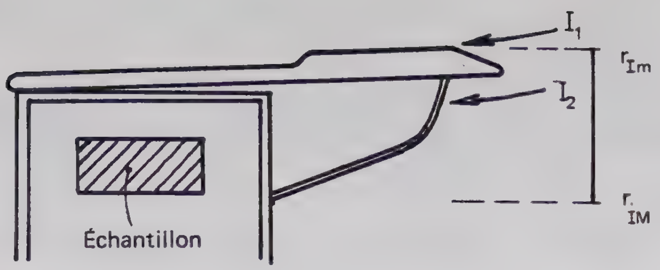


Figure 10.51 : Possibilités d'impact sur la cible B.

valeur absolue). On voit en effet sur la figure 10.51 qu'un électron incident avec un angle faible ($\Theta_e < 10°$), induit une activité plus importante si son impact est en I_2 que s'il est en I_1 (qui est la position radiale d'impact la plus avancée de la cible), vu la directivité du Bremsstrahlung (voir Figure 4.7).

Comme le code VOLIRA (chap. IX.d) permet de traiter tout point d'impact sur la cible, on est en mesure de tenir compte de cet effet. La figure 10.52 montre l'activité relative normalisée au point I_1, induite en fonction de la position d'impact de l'électron ($\Theta_e = 0$ par rapport à l'axe magnétique).

On voit que l'activité induite par un électron varie légèrement en fonction du point d'impact. On peut alors montrer que l'activation A(r) fonction de la position radiale de la cible, qui est expérimentalement une combinaison linéaire de deux exponentielles, s'obtient avec une distribution d'électrons S(r) qui est une autre combinaison linéaire de ces mêmes exponentielles, c'est-à-dire que :

$$A(r) = A_1(r_L) \exp(-\alpha_1(r - r_L)) + A_2(r_L) \exp(-\alpha_2(r - r_L)) \qquad (10.10)$$

est obtenu avec :

$$S(r) = S_1(r_L) \exp(-\alpha_1(r - r_L)) + S_2(r_L) \exp(-\alpha_2(r - r_L)) \qquad (10.11)$$

et les coefficients $S_i(r_L)$ et $A_i(r_L)$ sont dans le rapport :

$$\frac{S_2(r_L)}{S_1(r_L)} \approx \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \frac{A_2(r_L)}{A_1(r_L)} \frac{(1 - \exp(-\alpha_1(r_{IM} - r_{Im})))}{(1 - \exp(-\alpha_2(r_{IM} - r_{Im})))} \qquad (10.12)$$

où r_{Im} et r_{IM} sont définis sur la figure 10.51 ($r_{IM} - r_{Im} = 3$ cm).

Ainsi dans le cas bipente $\alpha_1 = 10\ cm^{-1}$, $\alpha_2 = .31\ cm^{-1}$, $A_2/A_1 = 10^{-2}$ à 10^{-3} ce qui implique $S_2/S_1 = 10^{-3}$ à 10^{-4}. Dans le cas monopente il n'y a qu'une exponentielle et donc S_1/A_1 = cte.

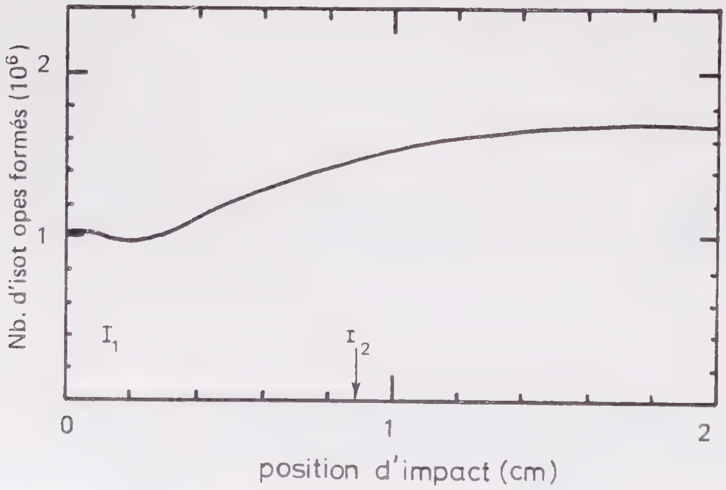


Figure 10.52 : Variation de l'activation induite par un électron ,selon sa position d'impact.

ANNEXE X-3 - Photoneutrons et modes MHD

On montre sur les figures 10.53 (a) à (c) différents types d'évolution temporelle de la production de photoneutrons qui ont été observés avec des décharges basse densité sur TFR. Leurs particularités sont les suivantes :

Type (a) (figure 10.53(a)) : Signal de croissance faible au plateau qui s'accentue dans la descente de courant ($>$ 450 ms), et pic important en fin de décharge. Cela correspond à un mécanisme minimum de perte des E.D., qui est toujours présent. On verra au chapitre X .D, que l'on obtient ce type de signal avec des E.D. turbulents de temps de vie global $\tau_{E.D.}$ = 500 ms pendant le plateau de courant et 100 ms pendant la descente de courant. On remarque que les signaux de modes MHD ne sont que du bruit de fond.

Type (b) (Figure 10.53(b)) : Signal de croissance faible en milieu de plateau, suivie d'une croissance exponentielle sur la fin de plateau et pendant le début de la descente de courant. Au milieu de la descente, se produit une rupture brutale du signal qui revient à un niveau plus faible et se termine par un pic en fin de décharge. Le mode MHD m = z ne montre aucune activité, alors que m = 3 en montre une (faible), corrélée à l'augmentation des photoneutrons. Cette activité diminue progressivement jusqu'à s'annuler quand le signal de photoneutrons revient à un niveau plus faible. Le type (b) semble être la superposition d'un signal de type (a)

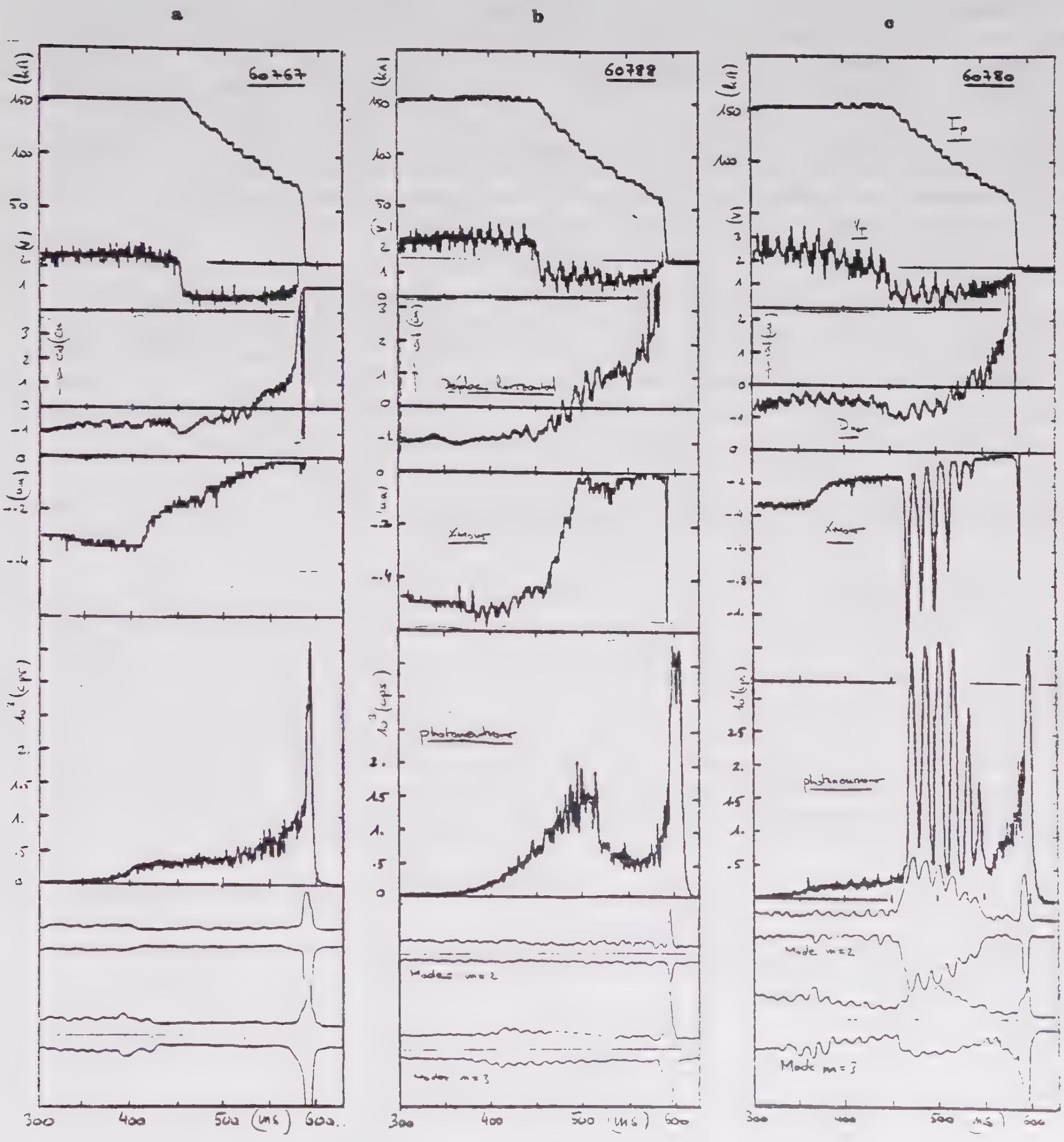


Figure 10.53(a),(b),(c) : Types de comportement de l'évolution temporelle de production de photoneutrons.

et d'un phénomène de déconfinement supplémentaire passager lié à l'activité du mode $m = 3$.

Type (c) (Figure 10.53 (c)) : Signal très accidenté où les E.D. sont déconfinés par saccades pendant la fin du plateau de courant et dans la descente. La décharge se termine par un pic très important. Les modes $m = 2$ et 3 montrent une activité très importante. On voit que les bouffées de photoneutrons sont en parfaite corrélation aussi bien en amplitude que temporellement avec le mode $m = 2$. L'activité du mode $m = 3$ avant 400 ms ne semble pas corrélée à une modification des photoneutrons. Le type (c) semble être la superposition d'un signal de type (a) et d'un phénomène de déconfinement supplémentaire intermittent des E.D. qui est quasi-périodique et lié à une activité MHD très importante.

Les figures 10.13(a) et (b) montrent que dans les régimes monopente et bipente, les photoneutrons sont respectivement de type (c) et (b).

ANNEXE X-4 - Détermination de τ_{ED} en valeur absolue par la méthode de spectrométrie par activation

Cette annexe traite de l'application aux décharges TFR de la méthode de spectrométrie par activation pour la détermination du temps de vie global τ_{ED} en valeur absolue (cf. chapitre III e et Diagramme 2 chapitre VI). Cette méthode constituait historiquement le coeur de cette thèse. Mais l'élaboration de méthodes plus simples utilisant l'évolution temporelle des photoneutrons et de l'activation (cf. chap. X .C et D) l'ont mise un peu à l'écart. Le principal handicap de la méthode est le fait que le temps de vie τ_{ED} est pris constant pendant toute la décharge, ce qui comme on le montre au chapitre X .C et D est inéxact. Néanmoins, comme un certain nombre de résultats ont été obtenus en appliquant cette méthode (en particulier les travaux de Diop [52] l'on va montrer ce qu'on obtient pour une décharge typique. Le résultat sera ensuite comparé à ceux obtenus avec $\tau_{ED} = (\tau_1, \tau_2)$.

Après avoir rappelé la méthode générale permettant d'estimer τ_{ED}, on s'intéresse en premier lieu aux paramètres qui interviennent simultanément dans le calcul, et à leur domaine de variation. On commence par traiter un cas général qui a surtout une valeur illustrative de la précision de détermination de τ_{ED} quand les paramètres sont libres. On présente ensuite une détermination complète de τ_{ED} dans le cas de décharges pour lesquelles les paramètres ont des valeurs connues.

Rappel de la méthode de spectrométrie par activation

Les définitions du temps de vie global $\tau_{E.D.}$ et de la description turbulente ont été données au chapitre III.e . On a vu que cette description permet de calculer un spectre d'électrons découplés déconfinés entre le début de la décharge et un instant t, qui en pratique représente, soit l'instant auquel on retire l'échantillon de la zone d'irradiation, soit l'instant de fin de décharge t_F. Ce spectre est paramétré par τ_{ED}. En l'utilisant avec les différents codes numériques dont on dispose (ACTIVA, ECHACT, VOLIRA, chap.IX) on peut calculer l'activité des radioisotopes formés dans l'échantillon. Ces valeurs calculées peuvent ensuite être ajustées aux valeurs expérimentales avec le paramètre τ_{ED}, permettant ainsi de l'estimer quantitativement. Dans cet ajustement qui consiste à minimiser la quantité $N^{-1} \sum_{i=1}^{N} \exp(|\ell n(A_{exp}/A_{cal})|)$ (cf. chap. IX.d) τ_{ED} n'est malheureusement pas le seul paramètre qui intervient ; comme nous allons le voir, il y en a deux autres qui découlent d'incertitudes expérimentales sur l'angle d'incidence des E.D. et sur la position radiale de la cible.

- Paramètres intervenant dans la détermination de τ_{ED}

Les paramètres qui interviennent dans l'ajustement des activités calculées dans le cadre de la description turbulente, à celles mesurées sont :

(1) le temps de vie global τ_{ED} qui modifie simultanément la valeur absolue et la pente du spectre d'électrons et par conséquent les valeurs absolues et relatives des activités calculées.

(2) La position radiale de la cible par rapport au rayon du diaphragme. Comme on l'a vu au chapitre X .B la valeur absolue du spectre d'électrons varie en fonction de la position radiale de la cible. Pour éviter d'endommager la cible (en cas de contact direct avec le plasma) toutes les expériences (à de rares exceptions près) ont été réalisées avec la cible B positionnée à 1 cm dans l'ombre du diaphragme. Cette position est, comme on l'a souligné, théorique et il y a donc sur la position réelle une incertitude qui n'est pas négligeable du point du vie de l'activation qui peut varier de plusieurs ordres de grandeur en quelques millimètres. Nous allons définir un paramètre qui permet de tenir compte globalement de cet effet. On a vu au chapitre X .B que la distribution radiale des E.D. est une combinaison linéaire d'exponentielles. Considérons pour commencer une seule de ces exponentielles caractérisée par α_1 qui dépend du régime de décharge dans lequel on se trouve. Comme le spectre $S_c(E_e, t)$ calculé avec la description turbulente est le spectre des E.D. qui ont quitté le plasma c'est aussi celui des E.D. qui sont à un rayon supérieur à r_L. On définit donc la distribution radiale $S_e^V(E_e,t,\Theta_e,r)dr$ pour $r \geqslant r_L$ par :

$$S_e^V(E_e,t,\Theta_e,r)dr = S_e^{IV}(E_e,t,\Theta_e) \exp(-\alpha_1(r - r_L))dr \qquad (10.23)$$

ce qui revient à considérer que la distribution angulaire est la même quelle que soit la position radiale. Ce point a déjà été descuté au chapitre X .B. S_e^V doit en plus vérifier la relation (8.11), qui après intégration sur r s'écrit :

$$S_e(E_e,t)\, dE_e = \frac{1}{\alpha_1}(1 - \exp(-\alpha_1(r_p - r_L))) \int_o^{\Theta_M} S^{IV}(E_e,t,\Theta_e)d\Theta_e\, dE_e \qquad (10.24)$$

Nous allons considérer que tous les E.D. sont incidents avec à peu près le même angle Θ_{eo}, c'est-à-dire $S^{IV}(E_e,t,\Theta_e) = 0$ sauf si $\Theta_e = \Theta_{eo}$. Ceci a également été discuté au chapitre XI.B et on l'admet ici. La relation (.) introduite dans ( ) permet alors d'écrire le nombre d'électrons par unité de longueur au rayon r sous l'angle Θ_e avec une énergie comprise entre E_e et $E_e + dE_e$:

$$S^V(E_e,t,\Theta_{eo},r)dE_e = C_1 \exp(-\alpha_1(r - r_L))\, S_e(E_e,t)\, dE_e \qquad (10.25)$$

avec $C_1 = \alpha_1(1 - \exp(-\alpha_1(r_p - r_L)))^{-1}$ (cm^{-1})

Prenons $r_p = r_L + 3cm$ (c'est en réalité le rayon auquel sont situés les anneaux de guarde). On aura donc dans les cas monopente et bipente du chapitre X B, respectivement $C_1 \approx \alpha_1 = 1.89\ cm^{-1}$ et $C_1 = \alpha_1 = 10\ cm^{-1}$.

Soit r_L la position radiale de la cible, la relation (10.25) peut alors être réécrite sous la forme

$$S^V(E_e + \Theta_{eo},r)dE_e = C_2 \exp(-\alpha_1(r_L - r_e))\, S_e(E_e,\, t)\, dE_e \qquad (10.26)$$

avec $C_2 = C_1 \exp(-\alpha_1(r_e - r_L))$

Toutes les relations que nous venons de voir sont modifiées de manière simple si on remplace l'exponentielle de la relation (10.26) par une combinaison linéaire de deux exponentielles (cas bipente) du type $F(r - r_L) = \exp(-\alpha_1(r - r_L)) + K \exp(-\alpha_2(r - r_L)$ et on obtient alors

$$S_e^V(E_e,t,\Theta_e,r)dE_e = \alpha(r)\, S_e(E_e,t)dE_e \qquad (10.27)$$

où $$\alpha(r) = C''_2 \exp(-\alpha_1(r - r_L) + C'_2 \exp(-\alpha_2(r - r_L)) \qquad (10.28)$$

avec
$$C''_2 = C'_1 \exp(-\alpha_1(r_L - r_L))$$
$$C'_2 = C'_1\, K \exp(-\alpha_2(r_L - r_L))$$

$$C'_1 = \left[\frac{1}{C_1} + \frac{K}{\alpha_2} (1 - \exp(-\alpha_2(r_p - r_L))) \right]^{-1}$$

Dans le cas monopente, $K = 0$, et on retrouve la relation (10.26). Dans le cas bipente du chapitre XI.B, $K = 10^{-3}$ et $\alpha_2 = .31\ cm^{-1}$ d'où $c'_1 \approx C_1 = 10\ cm^{-1}$. Prenons par exemple $r_L = r_L + 1$ cm $\rightarrow C'_2 = 2.9\ 10^{-1}\ cm^{-1}$ (monopente) et $c'_2 = 7.3\ 10^{-3} cm^{-1}$, $c''_2 = 4.5\ 10^{-4}\ cm^{-1}$ (bipente).

Le paramètre que nous cherchons et qui permet de caractériser globalement la position de la cible est $\alpha(r_L) = C''_2 + C'_2$ (relation (10.28)). Il n'agit que sur la valeur absolue de l'activation.

(3) L'angle d'incidence Θ_{eo} des électrons sur la cible. Il intervient par le fait que l'atténuation des photons de bremsstrahlung entre le point d'impact de l'électron et l'échantillon, en dépend et que l'ouverture du lobe de bremsstrahlung dépend de l'énergie des photons. Le paramètre Θ_{eo} agit sur les valeurs absolues et relatives des activités calculées.

En résumé, la détermination du temps de vie global consiste à ajuster les activités calculées aux activités mesurées à l'aide de trois paramètres : τ_{ED}, $\alpha(r_c)$, Θ_{eo}. Dans ce qui suit nous allons préciser dans quels intervalles ces paramètres varient.

- Domaines de variation des paramètres

Comme τ_{ED} est la grandeur que l'on veut déterminer on ne connait pas son domaine de variation. En ce qui concerne Θ_{eo}, on sait qu'il est sûrement inférieur à 20°. La détermination expérimentale la plus précise (celle du chapitre X A), avec la cible B) donne Θ_{eo} de 0 à 5 degrés. Reste $\alpha(r_c)$ qui peut, dans le cas bipente du chapitre X B par exemple, varier de deux à trois ordres de grandeur pour une incertitude de deux à trois millimètres sur la position r_c de la cible. Donc, dans le cas général : $10^{-3} \leqslant \alpha \leqslant 10$. On verra dans les paragraphes suivants ce qu'on peut obtenir comme valeurs de τ_{ED} dans ce cas.

Il y a des décharges pour lesquelles on connait la valeur exacte de $\alpha(r_c)$; ce sont celles qu'ont servi à mesurer la distribution radiale des E.D. dans l'ombre du diaphragme (chapitre X B). Pour déterminer τ_{ED} de manière aussi précise que possible il est préférable d'avoir plusieurs radioisotopes formés dans le même échantillon. Pour cette raison le cas monopente sera laissé de côté. Dans les paragraphes suivants on verra quelle valeur de τ_{ED} on obtient dans le cas bipente.

Détermination de τ_{ED} en valeur absolue

On va traiter successivement le cas général qui montre comment τ_{ED} varie selon la valeur de $\alpha(r_c)$, puis le cas des décharges du régime bipente (cf. Chap. X .B) pour lequel $\alpha(r_c)$ est connu.

- cas général

On considère une décharge (A59948) dont les caractéristiques sont données sur la figure 10.83. C'est une décharge pour laquelle on ignore quelle est la décroissance de la distribution radiale des électrons dans l'ombre du diaphragme. Du point de vue des photoneutrons elle semble proche du régime monopente mais du point de vue densité et taux de création elle est plus proche du régime bipente. L'échantillon utilisé était un mélange Y_2O_3 + Mo et l'ajustement calcul-expérience se fait sur trois isotopes : $Y^{89m}((\gamma,\gamma'),$ 2 MeV), $Nb^{97}((\gamma,p)$ 9.8 MeV et $Mo^{91m}((\gamma,n)$ 12.7 MeV). Remarquons que $O^{15}((\gamma,n),$ MeV) n'est pas créé en quantité détectable ce qui est une indication sur les hautes énergies, et l'ajustement est donc fait sous la condition que la quantité de O^{15} formée soit inférieure à cette détectable.

Sur les figures 10.54 et 55 sont représentées dans le plan (τ_{ED}, Θ_{eo}) et pour deux valeurs de $\alpha(r_c)$, les lignes le long desquelles la quantité Δ (relation 9.18) avec N = 3) est constante. Les deux valeurs de $\alpha(r_c)$ choisies sont 1 et 10^{-1}. On remarque en premier lieu que la dépendance angulaire est symétrique autour de Θ_{eo} = 20° ce qui vient du fait que l'on n'a considéré qu'un seul point d'impact (point le plus avancé sur la cible B cf. Fig.10.51) et que pour Θ_{eo} = 20° le maximum du lobe de Bremsstrahlung passe par le milieu de l'échantillon. En fonction de α, on remarque que la ligne de meilleur accord (Δ = 3.4) donne un τ_{ED} qui augmente quand α diminue. En même temps la détermination de τ_{ED} devient moins précise car le minimum de Δ devient de plus en plus plat. La figure 10.56 montre la variation de la fonction d'écart Δ (relation 9 .17) en fonction de τ_{ED}. Le meilleur accord correspond au minimum de Δ.

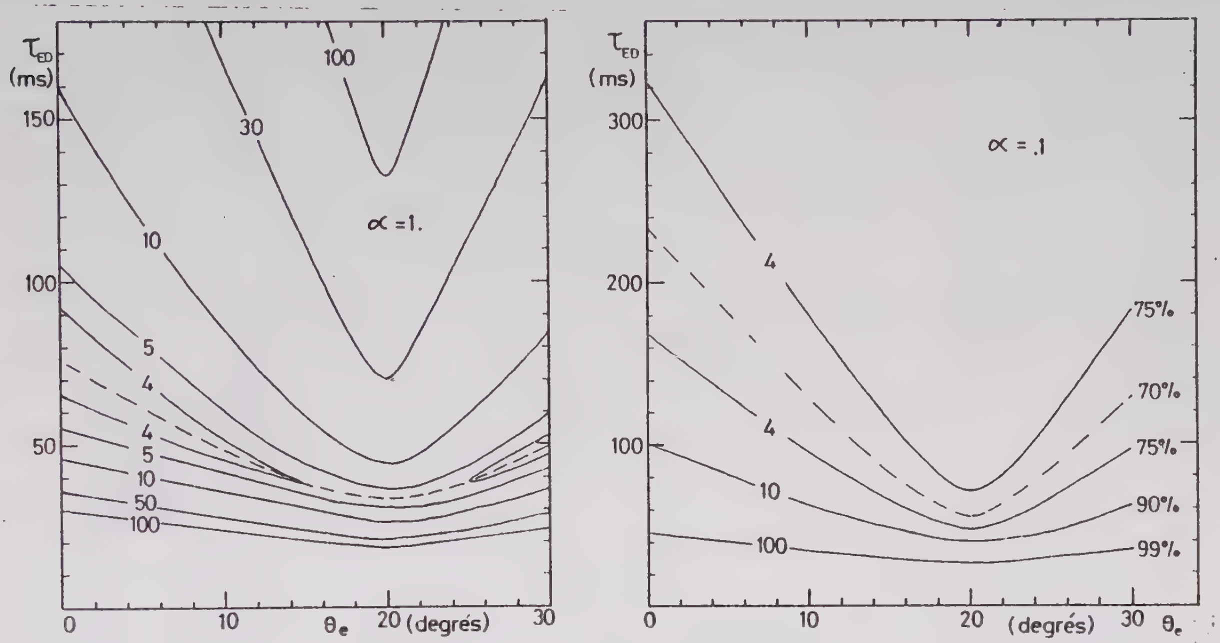


Figure 10.54 et 55 : Lignes le long desquelles Δ est constant.

En conclusion on peut dire que pour $10^{-1} < \alpha < 1$ et $0 \leqslant \Theta_{eo} \leqslant 30°$ le temps de vie global vaut : $40 \leqslant \tau_{ED} \leqslant 250$ ms.

- Cas particulier : détermination précise de τ_{ED}

On considère la série de décharges au cours de laquelle a été mesurée la distribution radiale bipente des électrons découplés (chap. X .B), et pour lesquelles on va déterminer le temps de vie global τ_{ED}. L'intérêt de cette série est que $\alpha(r_c)$ n'est plus un paramètre libre dans l'ajustement. Ce dernier est fait sur trois radioisotopes Y^{89m}((γ,γ'), 2 MeV), Nb^{97}((γ,p), 9.8 MeV) et Mo^{91m}((γ,n), 13 MeV) (même remarque pour O^{15} que dans le cas général).

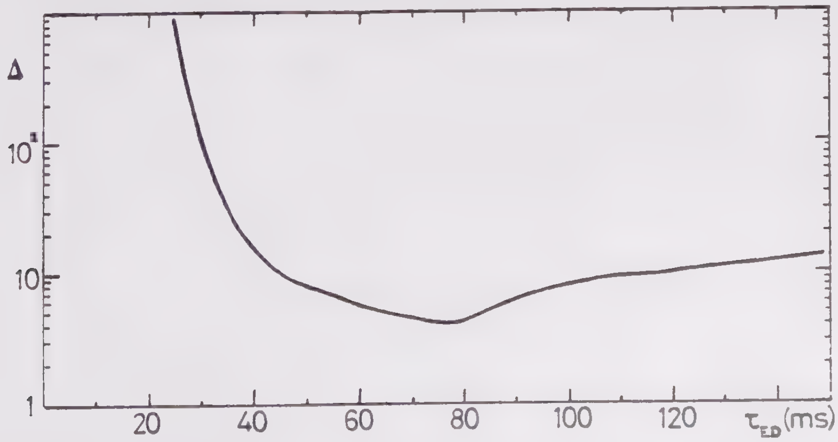


Figure 10.86 : Variation de l'écart Δ en fonction de τ_{ED} pour différentes valeurs de θ_e.

[1] V. VLASENKOV et al. Nucl. Fus. 13 (1973) 509
[2] H. KNOEPFEL et al. Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1340
[2'] H. KNOEPFEL et al. Phys. Fluids 20 (1977) 511
[3] J. STRACHAN et al. Nucl. Fus. 17 (1977) 140
[4] D.A. SPONG et al. Nucl. Fus. 14 (1974) 397
[5] M.G. KAGANSKII et al. Sov. J. Plasma Phys. 4(1) Jan,fev 1978
[6] TFR GROUP Phys. Lett. 60A (1977) 219
[7] TFR GROUP Conf. de Prague
[8] J.D. STRACHAN Nucl. Fus. 16 (1976) 743
[9] G. FUSSMANN et al. IPP III/37 (1977)
[10] TFR GROUP J. Nucl. Mat. 93-94 (1980)
[11] J. ZWEBEN Thèse (1977)
[12] ASDEX Rapport annuel (1980)
[13] C. BARNES Thèse (1981)
[14] TFR GROUP Conf. de Lausanne (1975)
[15] S. von GOELER et al. Conf. de Garching (1973)
[16] . EVANS "The atomic nucleus" p. 295
[17] BUNDE et al. IPP 4/164 (1977)
[18] H. KNOEPFEL 80.25/cc Frascati report
[19] J. TACHON Rev. Gen. Nucl. 6 (1980) 510
[20] H. KNOEPFEL,D.A. SPONG Nucl. Fus. 19 (1979) 785
[21] TFR GROUP Nucl. Fus. 18 (1978) 5
[22] N. SIAKAVELLAS EUR.CEA FC 942 (1978)
[23] J.W. CONNOR,R.J. HASTIE Nucl. Fus. 15 (1975) 415
[24] TFR GROUP J. Nucl. Mat. 93 (1980)
[25] A. SPONG Thèse
[26] J.D. JACKSON "Classical Electrodynamics" 2nd ed. p.660(J. Wiley)
[27] G. FUSSMANN, . SESSNIC IPP III/37 (1977)
[28] P. SIFFERT Nucl. Inst. Meth. 150 (1978) 1
[29] TFR GROUP Nucl. Fus. 16 (1976) 473
[30] B.G. LOGAN NRL Memo Rep. 2861 (1974)
[31] S. TAMOR Nucl. Fus. 19 (1979) 455
[32] COHEN et al. Nucl. Fus. 21 (1981) 233
[33] R. ROMAIN Thèse Orsay N°435
[34] . GLOCK et al. J. Nucl. Mat. 93 (1980) 305
[35] TFR GROUP J. Nucl. Mat. (à paraitre)
[36] . EVANS "The atomic nucleus" p. 567
[37] J. SIEGBAHN "Nuclear spectroscopy" p. 13
[38] H. NIGAM et al. Phys. Rev. 115 (1959) 491
[39] H.N. KOCH,J.W. MOTZ Rev. Mod. Phys. 31 4 (1959) 920
[40] O'DELL et al. Nucl. Inst. Meth. 61 (1968) 340
[41] SANDIFER et al. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15 (1968) 336
[42] L. PAGES et al. CEA-R-3942 (1970)
[43] . PRICE, . HORTON "Radiation shielding" p.77
[44] Atomnaya Energiya 32 1 77 (1972)
[45] J. ZWEBEN Thèse (1977)
[46] J. SIEGBAHN "Nuclear spectroscopy" p. 37
[47] J.M. BLATT,V.F. WEISSKOPF "Theoretical Nucl. Phys." p.65
[48] J. WING ANL-6598
[49] "Handbuch der physik" XL p. 287
[50] KRUGER et al. Nucl. Phys. 62 (1965) 584
[51] KATZ et al. Can. J. Phys. 29 (1951) 518
[52] C. DIOP Thèse
[53] W. BARBER,W.D. GEORGE Phys. Rev. V 116 6 (1959) 1551
[54] C.M. LEDERER et al. "Table of isotopes" (J. Wiley)
[55] REBUT et al. J. Nucl. Mat. 53 (1974) 16
[56] Equipe TFR Nucl. Fus. 16 (1976) 473
[57] C.W. BARNES Thèse (1981)
[58] C. ENGELMANN Nucl. Inst. Meth. 93 (1971) 197
[59] W.E. DRUMMOND, D. PINES Nucl. Fus. suppl., part 3 (1962) 1049
[60] A.B. RECHESTER, N.M. ROSENBLUTH Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1
[61] K. KOECHLIN, A. SAMAIN Nucl. Fus. 18 (1978) 1509
[62] G. REQUIN Thèse (1981)
[63] G. REQUIN Rapport EUR-CEA-FC 1104.
[64] ETRAN code ORNL-CCC-107
[65] J. ZWEBEN et al. Nucl. Fus. 20 (1980) 477
[66] K. LAKNER et al. IPP 3/51 (1979) D9
[67] GRAVIER communication privée
[68] SAMAIN communication privée
[69] Rev. Plas. Phys. 5 p 249
[70] R.D. HAZELTINE et al. Phys. Fluids 22 (1979) 1932
[71] J.F. DRAKE et al. Phys. fluids 20 (1977) 1341
[72] K.T. TSANG et al. Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 557
[73] TFR group Nucl. Fus. à paraitre
[74] ibidem